BESTIMMUNG DER LATERALEN ATMOSPHÄRISCHEN KOHÄRENZLÄNGE MIT EINEM ZWEI-KANAL-HETERODYNEMPFÄNGER IM INFRAROT ($\lambda = 10{,}59\ \mu m$)

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Klaus Barthel
aus Falkensee

1983

BESTIMMUNG DER LATERALEN ATMOSPHÄRISCHEN KOHÄRENZLÄNGE MIT EINEM ZWEI-KANAL-HETERODYNEMPFÄNGER IM INFRAROT ($\lambda = 10{,}59\ \mu m$)

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Klaus Barthel
aus Falkensee

1983

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung	:	4.Juli 1983
Dekan	:	Prof.Dr. A.Fäßler
1.Berichterstatter	:	Priv.Doz.Dr. D.H.Höhn Forschungsinstitut für Optik, Tübingen
2.Berichterstatter	:	Prof.Dr. G.Möllenstedt Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden theoretische Voraussagen der Phasenfluktuationen eines CO_2-Laserstrahls nach Durchlaufen einer gefalteten, horizontalen Ausbreitungsstrecke mit experimentellen Werten verglichen. Unmittelbare Messungen der turbulenzinduzierten Phasenfluktuationen bei $\lambda = 10.6\ \mu m$ wurden bei unterschiedlicher Turbulenz, sowie bei Regen mittels eines Zwei-Kanal-Heterodynempfängers längs einer 630 m-Strecke durchgeführt.
Betrachtet werden neben dem zeitlichen Verlauf der Phasenfluktuationen und der Phasenstrukturfunktion auch die Wahrscheinlichkeitsdichte, das Leistungsspektrum und die Autokorrelationsfunktion der Phasenfluktuationen.
Die Meßergebnisse der turbulenzinduzierten Phasenfluktuationen stehen im Einklang mit den theoretischen Erwartungen. Bezüglich Regen werden die Meßergebnisse diskutiert.

The contents of this thesis is the comparison of theoretical predictions of phase fluctuations of a CO_2-laser beam propagating through a horizontal folded atmospheric path with experimental results. The direct measurement of turbulence induced phase fluctuations at $\lambda = 10.6\ \mu m$ were performed over a 630 m horizontal path during different turbulence as well as rainfall conditions by means of a two channel heterodyne detector.
Besides the temporal behavior of phase fluctuations and the phase structur function, the probability density functions, power spectra and autocorrelation functions are considered. Experimental results of turbulence induced phase fluctuations are in agreement with theoretical predictions. The results concerning rain measurements are discussed.

Inhalt

	Zusammenfassung	2
	Inhalt	3
1.	Einleitung	4
1.1	Allgemeines	4
1.2	Fluktuationen bei Ausbreitung optischer und infraroter Strahlung in der Atmosphäre	5
1.3	Prinzip des Heterodynempfangs	6
2.	Zur Theorie der Phasenfluktuationen im turbulenten Medium und anderer atmosphärischer Effekte	10
2.1	Atmosphärische Extinktion und Refraktion	10
2.2	Phasen- und Amplitudenfluktuationen	11
3.	Meßaufbau und Meßreihen	16
3.1	Optischer Teil	16
3.2	Elektronischer Teil und Datenverarbeitung	21
3.3	Meßreihen	24
4.	Ergebnisse	25
4.1	Zeitlicher Verlauf der Phasendifferenz $\Delta\Phi(t)$	25
4.2	Phasenstrukturfunktion $D_\Phi(\rho)$	29
4.3	Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\Delta\Phi)$	31
4.4	Normiertes Frequenzspektrum $P(f)/P(f_o)$	33
4.5	Normierte Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$	36
4.6	Regenmessungen	38
5.	Schluß	43
	Literatur	44
	Lebenslauf	48

1. EINLEITUNG

1.1 Allgemeines

Schon vor Erfindung des Lasers (1960) /1.1,1.2/ wurden z.B. in der Astronomie die Ausbreitungseigenschaften elektromagnetischer Strahlung in der Erdatmosphäre untersucht. Dabei wurden u.a. Szintillationen (Amplituden- und Phasenfluktuationen) beobachtet und der Turbulenz in der Atmosphäre ("Luftunruhe", im wesentlichen bedingt durch Temperaturfluktuationen) zugeschrieben.

Mit dem Einsatz des Lasers zur Informationsübertragung durch die Atmosphäre und für Fernmeßverfahren wurden atmosphärische Begrenzungen bei der Strahlungsausbreitung auch außerhalb der Astronomie und anderer spezieller Anwendungsbereiche aktualisiert. Von vielen Autoren wurde experimentell und theoretisch die Laserstrahlausbreitung als Funktion meteorologischer Parameter untersucht /1.3, 1.4, 1.5, 1.6, u.a./.

Eine wesentliche Aussage dieser Arbeiten ist es, daß einerseits die Transmission der Laserstrahlung verschiedener Wellenlängen (insbesondere der Infrarotwellenlängen) nicht allein aus leicht meßbaren meteorologischen Größen (Normsichtweite, rel. Luftfeuchte, Luftdruck und -temperatur) abgeleitet werden kann /1.6/. Andererseits müssen neben den Temperaturfluktuationen entsprechenden Turbulenzeffekten auch andere atmosphärische Einflüsse, wie z.B. Feuchtefluktuationen und insbesondere Niederschlag, d.h. Regen oder Schneefall, als Fluktuationsursachen einbezogen werden.

In der vorliegenden Arbeit werden Phasenfluktuationen als Folge atmosphärischer Turbulenz im infraroten Wellenlängenbereich (λ = 10.6 μm) untersucht. Phasenfluktuationen auf Grund anderer atmosphärischer Einwirkungen, d.h. durch Regen, werden qualitativ in Kap. 4 vorgestellt. Zur Durchführung entsprechender Messungen wurde ein Zwei-Kanal-Heterodynempfänger entwickelt.

1.2 Fluktuationen bei Ausbreitung optischer und infraroter Strahlung in der Atmosphäre

Die erste vollständige theoretische Arbeit zur Amplituden- und Phasenfluktuation von elektromagnetischen (und akustischen) Wellen bei horizontaler Ausbreitung im turbulenten Medium wurde von Tatarski /1.7/ veröffentlicht, wobei er auf Grundlagen von Kolmogorov /1.8/ aufbaut. Diese Theorie mußte nach den ersten Experimenten zur Laserstrahlausbreitung über größere Entfernungen ($L > 1$ km) erweitert werden. Es hatte sich gezeigt, daß die von Tatarski verwendete Rytov-Näherung bei längeren Ausbreitungsstrecken bzw. stärkerer Turbulenz wegen der Sättigung der Intensitätsfluktuationen (= Bestrahlungsstärkefluktuationen) nicht mehr gültig ist /1.9, 1.10, u.a./.

Anfang der 70er Jahre wurden von mehreren Autoren weitergehende und auch neue Theorien entwickelt /1.11, 1.12, u.a./, deren Gültigkeit auch bei starker Turbulenz, einschließlich der Sättigung der Intensitätsfluktuationen experimentell im sichtbaren Spektralbereich bestätigt wurde /1.13, 1.20, u.a./.

Daneben konnte gezeigt werden, daß turbulenzinduzierte Fluktuationen der Frequenz /1.14/ und der Polarisation /1.15, 1.16/ für Ausbreitungsstrecken $L < 100$ km im allgemeinen vernachlässigt werden können.

Die Begrenzung der lateralen Kohärenzlänge der Laserwelle beim Durchgang durch die turbulente Atmosphäre wurde im Sichtbaren mit Interferometern /1.17/ und Heterodyndetektion /1.18, 1.19, 1.20, 1.21/ in Übereinstimmung mit der Theorie gemessen. Für den IR-Bereich ($\lambda = 10.6\ \mu m$) sind dabei indirekte Meßmethoden zur Messung der Phasenfluktuationen entwickelt worden. Gilmartin /1.19/ und Raidt /1.22/ haben über den Laserstrahldurchmesser in gegebener Entfernung bei verschiedener Stärke der Turbulenz die atmosphärische Kohärenzlänge bestimmt. Schwiesow /1.23/ hat mit einem Homodynempfänger die laterale Kohärenzlänge aus integraler Messung über eine variable Eingangsapertur bestimmt.

Die vorliegende Arbeit beschreibt ein Meßverfahren zur direkten Bestimmung der Phasenstrukturfunktion (Gl. 2.1) im Infrarot ($\lambda = 10.6\ \mu m$), welche als mittlere quadratische Phasendifferenz zwischen zwei Punkten im Abstand ρ in der Beobachtungsebene definiert ist. Das Prinzip dieses Meßverfahrens beruht darauf, die Phase der Signalwelle mit zwei optisch punktförmigen, phasenempfindlichen Empfängern (Heterodynempfang) in ihrem zeitlichen Verlauf zu registrieren. Die Phase zwischen beiden Empfängern ist dadurch starr gekoppelt, daß beide Empfänger vom selben Lokaloszillator ver-

sorgt werden. Die Messungen der turbulenzinduzierten Phasenfluktuationen erfolgten im wesentlichen in drei Meßreihen, wobei u.a. der Tagesgang der Turbulenz an einem Sommer-, Herbst- und Wintertag erfaßt wurde /1.24/.

1.3 Prinzip des Heterodynempfangs

Optischer Heterodynempfang ist in der Literatur /1.25, 1.26, 1.27, u.a./ ausführlich beschrieben, weshalb hier nur eine zusammenfassende Darstellung erfolgt.

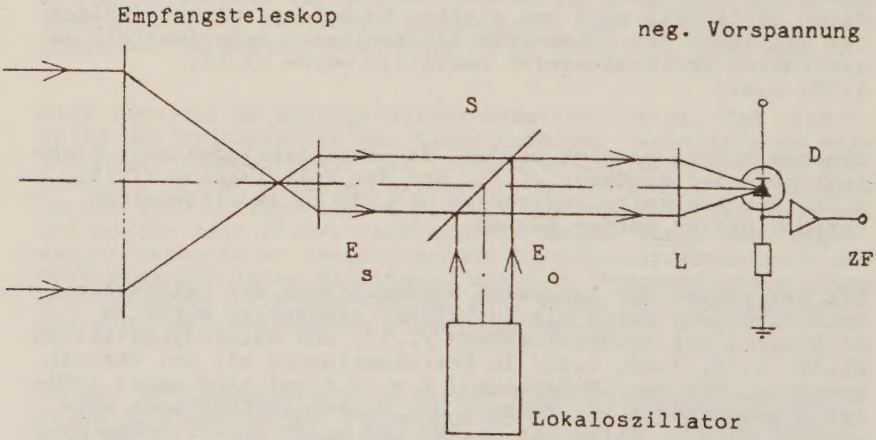

Abb. 1.1 : Aufbau eines optischen Heterodynempfängers, schematisch.

Mit einem teildurchlässigen Spiegel (S), s. Abb. 1.1, werden hinter dem Empfangsteleskop die Signalwelle (s)

$$E_s = A_s \cos(\omega_s t + \phi_s) \qquad (1.1)$$

und die Lokaloszillatorwelle (o)

$$E_o = A_o \cos(\omega_o t + \phi_o) \qquad (1.2)$$

vereinigt und mit einer Linse (L) auf einen Detektor (D) fokussiert. Darin ist E die elektrische Feldstärke der Signalwelle (s) bzw. der Lokaloszillatorwelle (o), A die Amplitude, $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz und ϕ der Phasenwinkel. Die gesamte elektrische Feldstärke auf dem Detektor ist

$$E_t = A_s \cos(\omega_s t + \phi_s) + A_o \sin(\omega_o t + \phi_o) . \qquad (1.3)$$

Der Detektorstrom i ist proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke, E_t^2, d.h.

$$\begin{aligned} i \sim\ & A_s^2 \cos^2(\omega_s t + \phi_s) + A_o^2 \cos^2(\omega_o t + \phi_o) \\ & + A_s A_o \cos\left[(\omega_s - \omega_o)t + (\phi_s - \phi_o)\right] \\ & + A_s A_o \cos\left[(\omega_s + \omega_o)t + (\phi_s + \phi_o)\right] . \end{aligned} \qquad (1.4)$$

Die elektrische Bandbreite heutiger photovoltaischer Photodioden mit Gegenspannung erreicht Frequenzen bis zu 2 GHz, ist also zu gering, um der Änderung der elektrischen Feldstärke der CO_2-Laserwelle direkt zu folgen. Deshalb reduzieren sich die beiden ersten Terme in Gleichung (1.4) zu

$$\frac{1}{2} A_s^2 \quad \text{und} \quad \frac{1}{2} A_o^2 .$$

Der vierte Term verschwindet, da der Detektor auf Oszillationen mit doppelter Laserfrequenz nicht reagieren kann und sich wegen der einfachen Kosinusfunktion auch kein konstanter Mittelwert einstellt. Liegt die Differenzfrequenz $(\omega_s - \omega_o)$ im Bereich der elektrischen Bandbreite des Detektors, so oszilliert der Detektorstrom gemäß dem dritten Term der Gleichung (1.4) mit der Differenzfrequenz $(\omega_s - \omega_o)$, die in Analogie zur Hochfrequenztechnik als Zwischenfrequenz (ZF) bezeichnet werden kann.

Der Detektorstrom i besteht danach aus zwei Anteilen, einem Gleichstrom i_{DC} und dem ZF-Wechselstrom i_{ZF}, der die Signalinformation trägt :

$$i = \beta \left[\frac{1}{2} A_s^2 + \frac{1}{2} A_o^2 + A_s A_o \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi) \right]$$

$$= i_{DC} + i_{ZF} \quad . \tag{1.5}$$

Darin ist β eine Proportionalitätskonstante, die den Quantenwirkungsgrad η (Elektron/Photon) enthält, $\Delta\omega = \omega_s - \omega_o$, $\Delta\phi = \phi_s - \phi_o$. Einzeln zugeordnet gilt

$$i_{DC} = \frac{1}{2} \beta \left(A_s^2 + A_o^2 \right) , \tag{1.6}$$

$$i_{ZF} = \beta A_s A_o \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi) \quad . \tag{1.7}$$

Der Signalstrom i_{ZF} ist mit Gleichung (1.7) proportional zur Wurzel aus der Signalleistung P_s ,

$$i_{ZF} \sim A_s = \sqrt{P_s} \quad . \tag{1.8}$$

Das Signal-Rausch-Verhältnis bei Heterodynempfang mit einer in Sperrichtung betriebenen Photodiode wird beschrieben durch /1.25/

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta \cdot P_s}{h\nu \cdot \Delta f} \quad ; \tag{1.9}$$

darin ist P_s die Signalleistung, η der Quantenwirkungsgrad, $h\nu$ die Photonenenergie und Δf die elektrische Bandbreite der ZF. Im Gegensatz zum Direktempfang geht die Bandbreite linear in das S/N-Verhältnis ein.

In Gleichung (1.9) wird vorausgesetzt, daß die Lokaloszillatorleistung P_{Lo} ausreichend groß ist, d.h. $P_{Lo} \gg P_S$. Damit können alle anderen Rauschquellen gegenüber dem Schrotrauschen des Lokaloszillators vernachlässigt werden, denn das Signal-Rausch-Verhältnis wird durch den Lokaloszillator über alle anderen Rauschpegel angehoben.

Aus Gleichung (1.9) folgt für die minimal nachweisbare Signalleistung bei Heterodynempfang (S/N = 1)

$$P_s^{min} = \frac{h\nu \cdot \Delta f}{\eta} \quad . \tag{1.10}$$

Die hohe Nachweisempfindlichkeit des Heterodynempfangs beruht darauf, daß lediglich das Photonenrauschen den Signalnachweis begrenzt. Solange keine Dopplerfrequenzen verarbeitet werden müssen, ermöglichen darüber hinaus die geringen Laserlinienbreiten den Einsatz extrem schmalbandiger Signalelektronik.

2. ZUR THEORIE DER PHASENFLUKTUATIONEN IM TURBULENTEN MEDIUM UND ANDERER OPTISCHER EFFEKTE

Hinsichtlich ihrer Zeitabhängigkeit können optische Effekte der Atmosphäre in zwei Gruppen unterteilt werden. In Kap. 2.1 werden die Effekte beschrieben, welche bei der Meßaufgabe dieser Arbeit berücksichtigt werden mußten, aber zu keinen Fluktuationen führen, d.h. Extinktion, sowie auch atmosphärische Refraktion, welche durch die Schichtung der Atmosphäre hervorgerufen wird. In Kap. 2.2 wird der theoretische Hintergrund der zu untersuchenden Phasenfluktuationen behandelt, wobei auch Amplitudenfluktuationen berücksichtigt werden.

2.1 Atmosphärische Extinktion und Refraktion

Die Gesamtextinktion der Laserstrahlung bei atmosphärischer Ausbreitung setzt sich zusammen aus den Einzelanteilen der Absorption und Streuung an Molekülen und Aerosolen, sowie auch an den Hydrometeoren wie Regen und Schnee. Für den Fall homogener Atmosphäre im Ausbreitungsweg der Laserstrahlung gilt für die Extinktion das Beer'sche Gesetz. Mit zunehmender Wellenlänge der Laserstrahlung wird der Gesamtextinktionskoeffizient σ zunehmend vom Molekularanteil beherrscht. Bei kürzeren Wellenlängen dominiert der Aerosolanteil. Bei den CO_2-Laserlinien erfolgt die Absorption im wesentlichen durch CO_2- und H_2O-Moleküle /2.1/.

Die hohe Empfindlichkeit des Meßaufbaus, s. Kap. 3, ermöglichte Messungen auch bei starkem Regen und sogar Nebel mit Normsichtweiten von $V_N \lesssim 250$ m, d.h. $\sigma \approx 7.5\ km^{-1}$ /1.4, 2.2/.

Bei der atmosphärischen Refraktion liegt die Zeitkonstante der Schichtungsänderung normalerweise im Bereich von Stunden oder gar Tagen, abgesehen von Dämmerungszeiten, so daß im Vergleich zur Dauer der einzelnen Messungen (min) die Refraktion als stationärer Effekt angesehen werden kann. Beide Effekte mußten deshalb nicht in diese Untersuchungen einbezogen werden.

2.2 Phasen- und Amplitudenfluktuationen

Die atmosphärische Turbulenz bewirkt statistische Schwankungen des Brechungsindex' n, der eine Funktion von Temperatur, Druck und Feuchte ist, wobei hauptsächlich die Temperaturschwankungen die optischen Effekte bewirken, z.B. /1.7, 1.3, 2.3, 2.4/.

Beim Durchgang von Laserstrahlung durch die turbulente Atmosphäre wird die Amplitude und die Phase des Laserstrahls entsprechend der statistischen Verteilung des Brechungsindex' entlang des Ausbreitungsweges verändert.

Die Besonderheit des Meßaufbaus, s. Kap. 3, ermöglicht die separate Messung von Amplitude und Phase des Laserstrahls an zwei Punkten in der Empfangsebene. Bei starkem Regen, s. Kap. 4.6, kam es infolge der stärkeren Extinktion vor, daß der dynamische Bereich des Phasendetektors überschritten wurde. Sobald die Regentropfengröße die Ausmaße einer der Empfängeraperturen erreichte, ließen sich die Effekte der Amplitudenfluktuationen und Phasenfluktuationen nicht mehr trennen (s.auch Kap. 3). Die Amplitudenfluktuationen sind nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Zur analytischen Beschreibung der hier interessierenden, aus den Brechungsindexfluktuationen resultierenden Phasenfluktuationen wurde von Tatarski /1.7/ für isotrope Turbulenz die Phasenstrukturfunktion $D_\phi(\rho)$ benutzt, welche als mittlere quadratische Phasendifferenz zwischen zwei Punkten in der Beobachtungsebene definiert ist :

$$D_\phi(\rho) = \left\langle \left[\phi(\rho_1, t) - \phi(\rho_2, t) \right]^2 \right\rangle . \qquad (2.1)$$

ϕ ist die Phase der Signalwelle zur Zeit t an den Punkten ρ_1 und ρ_2 ; $\rho = |\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2|$ ist der Abstand zwischen beiden Punkten. (Die spitzen Klammern symbolisieren den Mittelwert der quadrierten Phasendifferenzen zu verschiedenen Zeiten t).

Für Entfernungen $L \ll D^2/\lambda$ (Nahfeld), wobei D der Durchmesser der Strahlungsquelle und λ die Laserwellenlänge ist, wird die Phasenstrukturfunktion beschrieben durch /1.7/ :

$$D_\phi(\rho) = \left(\frac{\rho}{\rho_o}\right)^{5/3} \quad , \; l_o \ll \rho \ll L_o \, , \tag{2.2}$$

worin ρ_o die turbulenzabhängige laterale Kohärenzlänge ist :

$$\rho_o = \left[\beta \cdot k^2 \cdot C_n^2 \cdot L \right]^{-3/5} \, . \tag{2.3}$$

Hierin ist $k = 2\pi / \lambda$ die Wellenzahl, C_n^2 die Strukturkonstante des Brechungsindex' n, L die Länge der Meßstrecke, l_o die innere Skalenlänge (ca. 1mm) und L_o die äußere Skalenlänge (ca. 1m in Bodennähe).

Für den experimentell untersuchten Fall (ebene Welle, Nahfeld) gilt für die Konstante β :

$$\begin{aligned} \beta &= 0.85 \quad \text{für } D_\phi(\rho) < (\pi/2)^2 \text{ rad}^2 \, , \\ \beta &= 2.90 \quad \text{für } D_\phi(\rho) < 1 \text{ rad}^2 \, . \end{aligned} \tag{2.4}$$

Für $L > D^2/\lambda$ (Fernfeld) würde 0.56 bzw. 4.4 gelten.

Wird entlang der Meßstrecke L homogene, isotrope Turbulenz angenommen mit $L \gg L_o$, so ist die Phasenstrukturfunktion für monostatische Systeme (Hin- und Rücklauf) doppelt so groß wie für bistatische Systeme :

$$D_\phi(\rho) = 2 \, D_\phi(\rho)_{\text{bistatisch}} \, , \tag{2.5}$$

da die Meßstrecke L zweimal durchlaufen wird, d.h. bei der Bestimmung der lateralen Kohärenzlänge ρ_o in Gleichung (2.3) als Entfernung $2L$ einzusetzen ist.

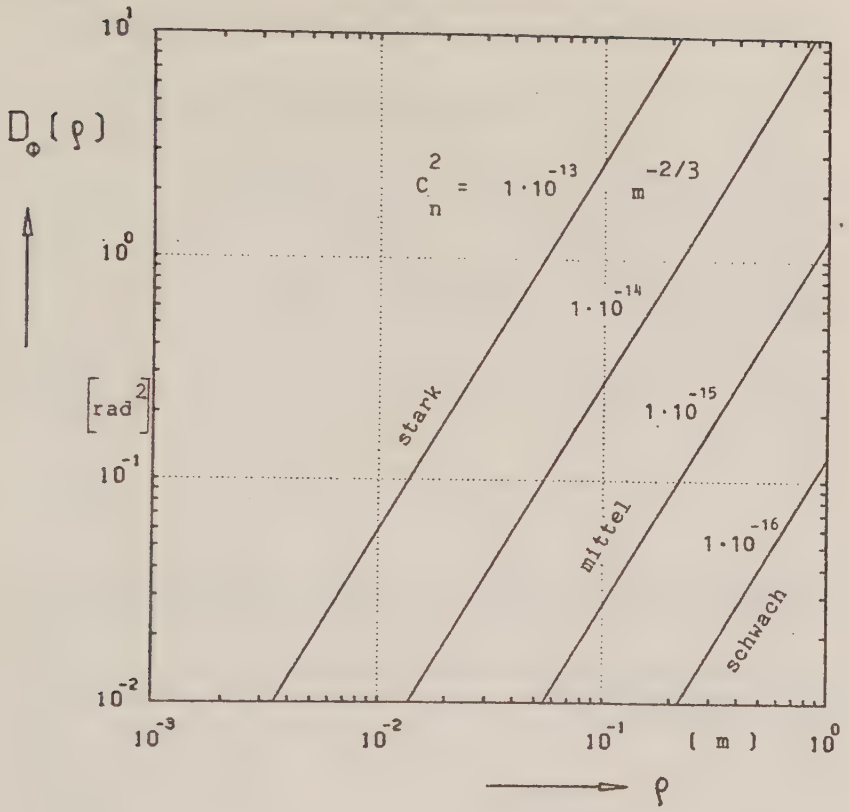

Abb. 2.1 : Phasenstrukturfunktion $D_\phi(\rho)$ nach Gleichung (2.2) mit (2.3),(2.4) und (2.5) für λ = 10.6 μm und 2L = 1260 m für die angegebenen Strukturkonstanten C_n^2 , die qualitativ mit der bodennahen Turbulenz in Zusammenhang gebracht werden, s. auch Kap. 3.3.
Die laterale Kohärenzlänge ρ_o läßt sich für $D_\phi(\rho)$ = 1 rad^2 als Funktion der Turbulenz für den insgesamt durchlaufenen Weg 2L = 1260 m, bzw. für ein monostatisches System mit L = 630 m ablesen.

Bisher wurden in diesem Kap. 2.2 die gemittelten, quadratischen Phasenfluktuationen der Signalwelle in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung betrachtet. Sie beschreiben die räumliche Kohärenz der Laserstrahlung beim Durchlau-

fen eines turbulenten Mediums und sind in Abb. 2.1 für den hier vorliegenden Fall 2L = 1260 m graphisch dargestellt.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\Delta\phi)$ der Phasendifferenz $\Delta\phi$ folgt nach /1.7, 2.5/ dem Normalverteilungsgesetz

$$p(\Delta\phi) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-(\Delta\phi)^2 / 2\sigma^2\right] \quad . \qquad (2.6)$$

Die Varianz σ^2 der Phasendifferenz $\Delta\phi$,

$$\sigma^2 = \left\langle (\Delta\phi)^2 - \langle\Delta\phi\rangle^2 \right\rangle \qquad (2.7)$$

vereinfacht sich wegen $\langle\Delta\phi\rangle = 0$ zu

$$\sigma^2 = \left\langle (\Delta\phi)^2 \right\rangle . \qquad (2.8)$$

Mit (2.1) folgt daraus, daß die Varianz σ^2 der Phasendifferenz gleich der Phasenstrukturfunktion $D_\phi(\rho)$ ist.

Zur Beschreibung der Kohärenz aufeinander folgender Phasenfronten in Ausbreitungsrichtung eignet sich die Autokorrelationsfunktion /2.6/

$$B(\tau) = \left\langle \Delta\phi(t) \cdot \Delta\phi(t+\tau) \right\rangle \quad , \qquad (2.9)$$

welche das Phasenverhalten an einer festen Position zu verschiedenen Zeiten und als Funktion des zeitlichen Abstands τ beschreibt.

Die zeitliche Kohärenz der Laserwelle, d.h. die Kohärenz aufeinander folgender Phasenfronten, welche bei Heterodynempfang eine notwendige Voraussetzung ist, kann beim Durchgang der Laserwelle durch ein turbulentes Medium ebenso wie die räumliche Kohärenz vermindert werden. Phasenfluktuationen in Ausbreitungsrichtung können auch als turbulenzbedingte Verbreiterung der Laserlinie verstanden werden.

In Kap. 4. wird gezeigt, daß auch bei mittlerer bis starker Turbulenz die zeitliche Kohärenz, und damit die Kohärenzlänge Δz der Laserstrahlung nicht durch die Atmosphäre, sondern durch die Kohärenzzeit Δt des Lasers selbst begrenzt ist /2.7/, d.h. letztlich durch seine Kurzzeitfrequenzstabilität :

$$\Delta t \approx \frac{1}{\pi \Delta \nu} \quad \text{und} \quad \Delta z = c \cdot \Delta t \quad . \qquad (2.10)$$

Darin ist c die Lichtgeschwindigkeit.

Der zeitliche Ablauf der Fluktuation ist bedingt durch die Bewegung der Turbulenzelemente. Wenn sie, wie i.a. anzunehmen, infolge von horizontalem Wind durch das Ausbreitungsvolumen der Strahlung getrieben werden, so kann das Frequenzspektrum P(f) der Modulation der Phase abgeschätzt werden. Für konstante Querwindgeschwindigkeit lassen sich asymptotisch drei Frequenzbereiche angeben, die von der Querwindgeschwindigkeit $u_\perp$, dem Abstand der beiden Teilaperturen ρ und der äußeren Skalenlänge L_o abhängen /2.5/, welche als maximal wirksame Größe der Turbulenzelemente angesehen werden kann. Als charakteristische Frequenzen werden definiert :

$$f_o = \frac{u_\perp}{2\pi \cdot L_o} \quad \text{und} \quad f_1 = \frac{u_\perp}{2\pi \rho} \quad . \qquad (2.11)$$

Für die drei sich ergebenden Frequenzbereiche gilt nach /2.5/ folgende Abschätzung :

$$\begin{aligned} f &\ll f_o & P(f) &\approx \text{const} , \\ f_o &\ll f \ll f_1 & P(f) &\sim f^{-2/3} , \\ f &\gg f_1 & P(f) &\sim f^{-8/3} . \end{aligned} \qquad (2.12)$$

Der Schnittpunkt der beiden Äste $\sim f^{-2/3}$ und $\sim f^{-8/3}$ markiert bei Vorgabe des Teilaperturabstands ρ direkt die Querwindgeschwindigkeit $u_\perp$, was als Grundlage für ein integrierendes Fern-Querwindmeßverfahren benutzt werden könnte.

Bei Regen befinden sich im Ausbreitungsvolumen der Laserstrahlung unterschiedlich große Regentropfen, deren Größenverteilung eine Funktion der Regenrate ist. Für die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit Regentropfen oder gar Schneeflocken im Hinblick auf Phasenfluktuationen liegt noch keine Theorie vor*).

*) Die im folgenden dargestellten experimentellen Ergebnisse waren nach Abschluß dieser Arbeit bereits Anlaß für theoretische Abschätzungen /2.8/.

3. MESSAUFBAU UND MESSREIHEN

Für die experimentelle Bestimmung der örtlichen (senkrecht zur Strahlausbreitung) Variationen der Phasenfront einer Laserwelle wurde ein Zwei-Kanal-Heterodynempfänger aufgebaut, s. Abb. 3.1, wobei der Abstand der beiden Empfangsaperturen zwischen 0.8 cm und 80 cm veränderbar ist. Beide optischen Empfangskanäle werden von demselben Lokaloszillator (LO) versorgt. Der Vorteil dieses Meßaufbaus liegt darin, daß in beiden Kanälen Amplituden- und Phasenfluktuationen separat gemessen werden können.

3.1 Optischer Teil

In Abb. 3.1 ist der Aufbau des Zwei-Kanal-Heterodynempfängers schematisch dargestellt. Der CO_2-Laser (Modell 950, Spectra Physics) mit einer Dauerstrichleistung von P = 5 W (TEMoo), wurde mit einem Wellenlängenselektionsgitter auf den P-20 Laserübergang im ($00^{\circ}1$-$10^{\circ}0$) Band (λ = 10.591 μm) eingestellt /3.1/.

Die Langzeitfrequenzstabilität des Lasers, welche im wesentlichen durch thermische Störungen des Laserresonators begrenzt wird, konnte mit einer aktiven Frequenzstabilisierung nach der Stark-Zellen-Methode /3.2, 3.3/ auf $\Delta\nu \lesssim \pm$ 400 kHz reduziert werden /3.4, 3.5/. Die relativ große Zeitkonstante des Regelkreises ($\tau > 20$ ms), bedingt durch die große Kapazität des piezoelektrischen Gitterträgers (PZT) zusammen mit der relativ großen Masse des Reflexionsgitters, verhindert bei diesem System den Ausgleich der akustischen Störungen auf den Laserresonator, so daß letztlich nur die langsamen thermischen Schwankungen des Laserresonators ausgeglichen werden können /3.5/.

Für die in dieser Arbeit gestellte Meßaufgabe ist die absolute Frequenzstabilität des Lasers ohne Bedeutung, da die vom akusto-optischen Modulator (AOM) erzeugte Frequenzdifferenz zwischen Lokaloszillator (LO) und dem Signal beider Empfangskanäle nur von der Frequenzstabilität des Modulators abhängt. Die aktive Stabilisierung des Lasers muß lediglich gewährleisten, daß der Laser in der Mitte seines Verstärkungsprofils arbeitet und damit die Schwankungen der Laserausgangsleistung vernachlässigbar klein sind.

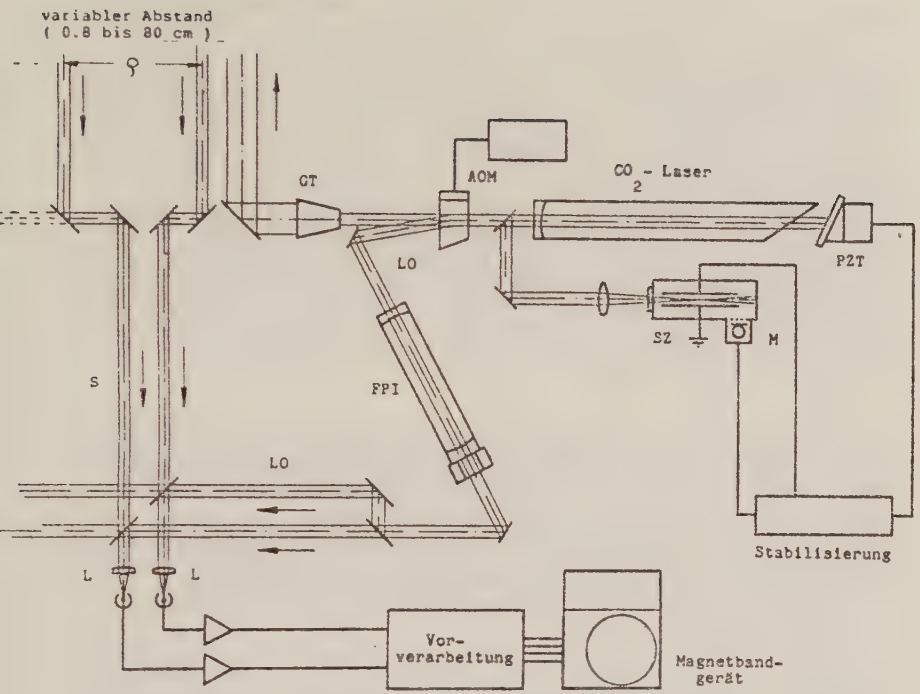

Abb. 3.1 : Schematischer Aufbau des experimentellen Zwei-Kanal-Heterodynempfängers, Elektronikteil s. auch Abb. 3.2.

Das Prinzip der Stark-Zellen-Methode sei hier kurz erwähnt, da sie im Rahmen des Aufbaus dieser Meßanlage realisiert wurde.

Ein geringer Teil der CO_2-Laserstrahlung wird zwischen die zwei Elektroden in einer Stark-Zelle (SZ) fokussiert, s. Abb. 3.1. Die Zelle ist mit ca. 1 mbar einer Gasmischung aus NH_3 und ND_3 gefüllt. Die Gase reagieren miteinander und bilden u.a. NH_2D, bei welchem eine molekulare Absorptionslinie $\{(0_a 4_{04}) \rightarrow (1_a 5_{05})\}$ mittels des linearen Stark-Effektes (bei einer Feldstärke von E = 3570 V cm^{-1}) in Resonanz zum P-20 Übergang (λ = 10.591 μm) des CO_2-Lasers gebracht werden kann. Wird dem elektrischen Feld der Resonanzabstimmung ein Wechselfeld überlagert, so wird die Gasabsorptionslinie dadurch periodisch über die Laserlinie geschoben. Ein Mikrofon (M) in der Stark-Zelle (SZ) registriert die periodischen, durch die Absorption verursachten Druckschwankungen und liefert damit das Regelsignal für den Regelkreis der Frequenzstabilisierung. Der Vorteil der Stark-Zellen-Methode besteht

darin, daß die Frequenz der Laserlinie nicht moduliert wird.

Der Senderstrahl wird mit einem Galilei-Teleskop (GT: 6x) vor dem Umlenkspiegel auf einen L = 630 m entfernten Retroreflektor fokussiert. Die wirksame Reflektoröffnung ist mit d = 15 cm ausreichend groß gewählt, um den beugungsbegrenzten Laserfleck ($d \approx 6$ cm) auch bei turbulenzbedingter Strahlbewegung ($\alpha \lesssim 10^{-5}$ rad km^{-1} bei mittlerer Turbulenz) noch vollständig zu erfassen. Am Retroreflektor wird der Strahlengang gefaltet, so daß eine atmosphärische Ausbreitungsstrecke von 2L = 1260 m zu betrachten ist. Vergleicht man die zeitlichen Abläufe atmosphärischer Vorgänge mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Laserstrahlung, so ist diese Annahme berechtigt, vorausgesetzt im Ausbreitungsvolumen liegen homogene Verhältnisse vor und es gilt $L \gg L_o$, L_o = äußere Skalenlänge $\gtrsim$ 1 m /3.6/.

Eine Meßstrecke L = 630 m wurde gewählt, da einerseits erst einige 100 m Ausbreitungsweg signifikante Meßergebnisse sicherstellen, andererseits zur Vermeidung von Sättigungseffekten der Ausbreitungsweg jedoch kürzer als einige km sein sollte. Die Höhe der optischen Achse über dem Boden und damit die äußere Skalenlänge L_o war mit 2-3 m deutlich größer als der maximale Abstand ρ der Teilaperturen, ohne $L \gg L_o$ zu verletzen. Damit waren die äußeren Bedingungen der Gleichung (2.5) erfüllt.

Am akusto-optischen Modulator (AOM) wird die um 30 MHz frequenzverschobene 1. Beugungsordnung als Lokaloszillator (LO) ausgekoppelt. Das Prinzip des AOM beruht auf dem elastooptischen Effekt, bei dem wellenoptisch betrachtet von einer akustischen Welle im Modulatorkristall erzeugte Dichtevariationen als Beugungsgitter für die Laserwelle wirken. Für die gebeugte Welle gilt

$$\vec{k}_d = \vec{k}_i + \vec{k}_a \quad \text{und} \quad \omega_d = \omega_i + \omega_a \,, \qquad (3.1)$$

wobei $\vec{k}$ der Wellenvektor der gebeugten (d) und eingestrahlten (i) Laserwelle sowie der akustischen Welle (a) ist. Die Frequenz der gebeugten Welle ω_d wird dabei um ω_a , die Frequenz der Schallwelle geändert /3.7, 3.8/. Ein piezoelektrisch abstimmbares, schmalbandiges optisches Filter (konfokales Fabry-Perot-Interferometer (FPI), $\Delta\nu$ = 1.5 MHz) hinter dem AOM eliminiert nichtfrequenzverschobene Anteile (Photonen, welche von elastischen Streuprozessen im Modulatorkristall herrühren) aus dem LO-Strahlengang. Ein halbdurchlässiger Spiegel verteilt die LO-Strahlung zu gleichen Anteilen auf beide Detektoren.

Die Signalstrahlung in der Empfangsebene wird über Umlenk-

spiegel auf beide Detektoren gelenkt. Die beiden Eintrittspupillen des Meßsystems haben je einen Durchmesser von D = 8 mm. Damit ist gewährleistet, daß auch bei starker Turbulenz die Eintrittspupillen kleiner sind als die transversale Kohärenzlänge ρ_0 der Signalwelle, daß also keine Mittelung des Phasenfrontverlaufs über die Meßfläche berücksichtigt werden muß (d.h. "Punktmessung"). Vor beiden Detektoren ist je eine Meniskuslinse (L: f = 25.4 mm) angebracht, die Signalstrahl (S) und LO-Strahl auf das Detektorelement fokussiert. Unterschiedliche Strahldurchmesser von Signal (8 mm) und LO (6 mm) vor den beiden Meniskuslinsen bewirken, daß die beugungsbegrenzten Fleckdurchmesser der Strahlung auf dem Detektorelement verschiedene Ausdehnungen haben ($d_{LO} > d_S$), da

$$d = 2.44 \cdot \lambda \cdot \frac{f}{D}, \qquad (3.2)$$

wobei f die Linsenbrennweite, D der Strahlquerschnitt und λ die Wellenlänge der Strahlung sind.

Dem Fleckradius d/2 des Airy-Scheibchens auf dem Detektorelement entspricht dabei die 1. Nullstelle der Besselfunktion 1. Ordnung.

Für die optimale Phasenanpassung von Signal- und LO-Welle im Linsenfokus wäre gleiche Fleckgröße auf dem Detektor anzustreben. Es hat sich jedoch experimentell gezeigt, daß die optische Justierung bei einem Fleckgrößenverhältnis (LO:Signal) von 1.2 : 1 weniger kritisch ist /3.9/. Ebenso war ein optischer Aufbau mit je einer Linse für die LO- und Signalwelle sehr empfindlich gegenüber thermischen und mechanischen Störungen.

In einer getrennten Labormessung wurde das Signal-Rausch-Verhältnis dieser Heterodynempfangsanlage gemessen. Dazu wurde der kalibriert abgeschwächte Senderstrahl über Umlenkspiegel auf einen der beiden Detektoren gelenkt. Das Signal-Rausch-Verhältnis wurde am Oszilloskop mit einer Bandbreite von 100 MHz ermittelt.

Bei einer elektrischen Bandbreite des Detektorvorverstärkers von Δf = 100 MHz konnte als minimal nachweisbare Signalleistung P_S^{min} (100MHz) = $1 \cdot 10^{-11}$ W für S/N = 1 aus den Messungen extrapoliert werden. Bezogen auf eine Nachweisbandbreite von Δf = 1Hz entspricht das einer kleinsten detektierbaren Signalleistung von P_S^{min} (1Hz) = $1 \cdot 10^{-19}$ W, s. Abb. 3.2.

Nach Gleichung (2.4) beträgt die minimal nachweisbare Signalleistung

$$P_{s\,theor.}^{min}(1Hz) = 6.25 \cdot 10^{-20}\ W\ ,$$

wobei als Quantenwirkungsgrad $\eta = 0.3$ angenommen wurde.

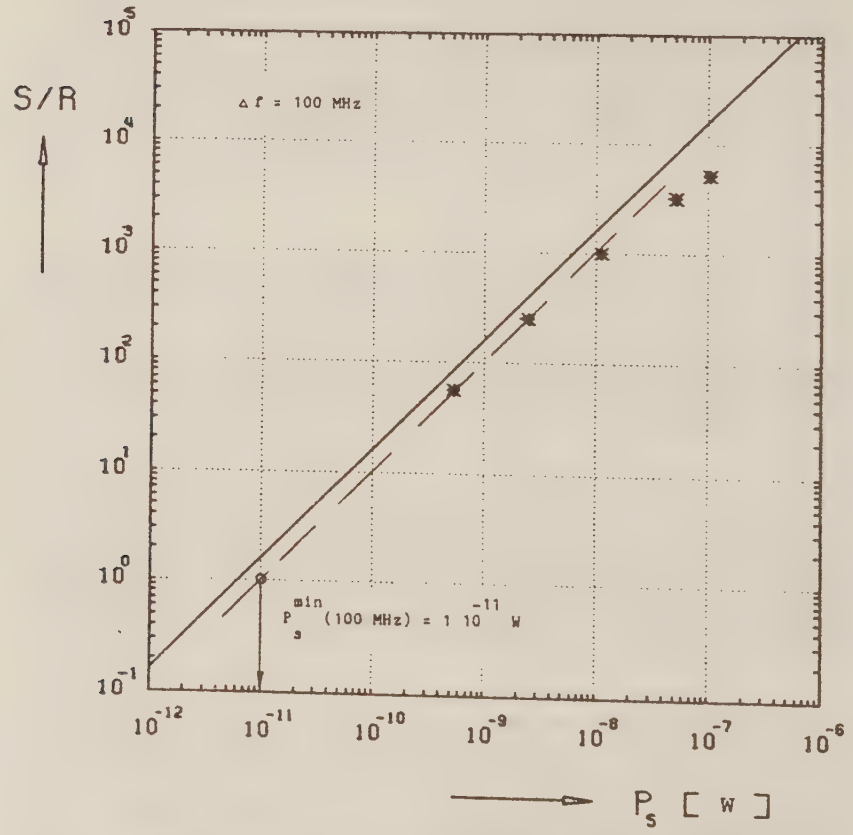

Abb. 3.2 : Signal-Rausch-Verhältnis als Funktion der Signalleistung P_s bei Heterodynempfang Meßwerte (*,---) und theoretische Werte (——) nach Gleichung (2.4).

Dieses Ergebnis zeigt, daß mit dem Meßaufbau nahezu quantenrauschbegrenzter Heterodynempfang möglich ist. Dies hatte auch zur Folge, daß noch bei geringerer atmosphärischer Transmission, z.B. bei Regen, die Laserstrahlung nach zweimaligem Durchlaufen der Meßstrecke L = 630 m detektiert werden konnte.

Außerdem wurde verifiziert, daß das Meßsystem selbst keine meßbaren Phasenschwankungen ($\Delta\phi > 4^{\circ}$) zwischen Signalwelle und LO erzeugt. Damit war dieser Meßaufbau zur Messung von Phasenverschiebungen zwischen Signalwelle und LO, bzw. zwischen den beiden Signalwellen geeignet.

Die aktive Frequenzstabilisierung des Lasers mittels Stark-Zelle (SZ) und die Temperaturstabilisierung des Fabry-Perot-Interferometers erlaubten einen Langzeitbetrieb der Meßanlage, wie er für die atmosphärenphysikalischen Untersuchungen notwendig war.

3.2 Elektronischer Teil und Datenverarbeitung

Der elektronische Teil des Versuchsaufbaus ist in Abb. 3.3 zusammen mit der Weiterverarbeitung schematisch dargestellt.

Der besondere Vorteil dieses Aufbaus liegt darin, daß die Meßsignale der zwei separaten optischen Kanäle unabhängig voneinander ausgewertet werden können. Da jedoch beide Detektoren vom selben LO versorgt werden, läßt sich, wie gefordert, die Phasendifferenz zwischen beiden Meßsignalen auswerten.

Dazu wird in Abb.3.3a jedes der beiden ZF-Meßsignale nach je einem 100 MHz Vorverstärker und Leistungsteiler an den Phasendiskriminator gelegt, der nach dem Prinzip eines Mischers arbeitet. Der Phasenwinkel $\Delta\phi$ zwischen beiden ZF-Meßsignalen wird kodiert als DC-Spannung abgegeben :

$$U_s(t) = 2.5 \cdot \sin \Delta\phi(t) ,$$
$$U_c(t) = 2.5 \cdot \cos \Delta\phi(t) . \qquad (3.3)$$

Die Winkelauflösung des Phasendiskriminators beträgt ca. $4^{\circ} \approx 70$ mrad bei einer elektrischen Bandbreite von $\Delta f = 2$ MHz.

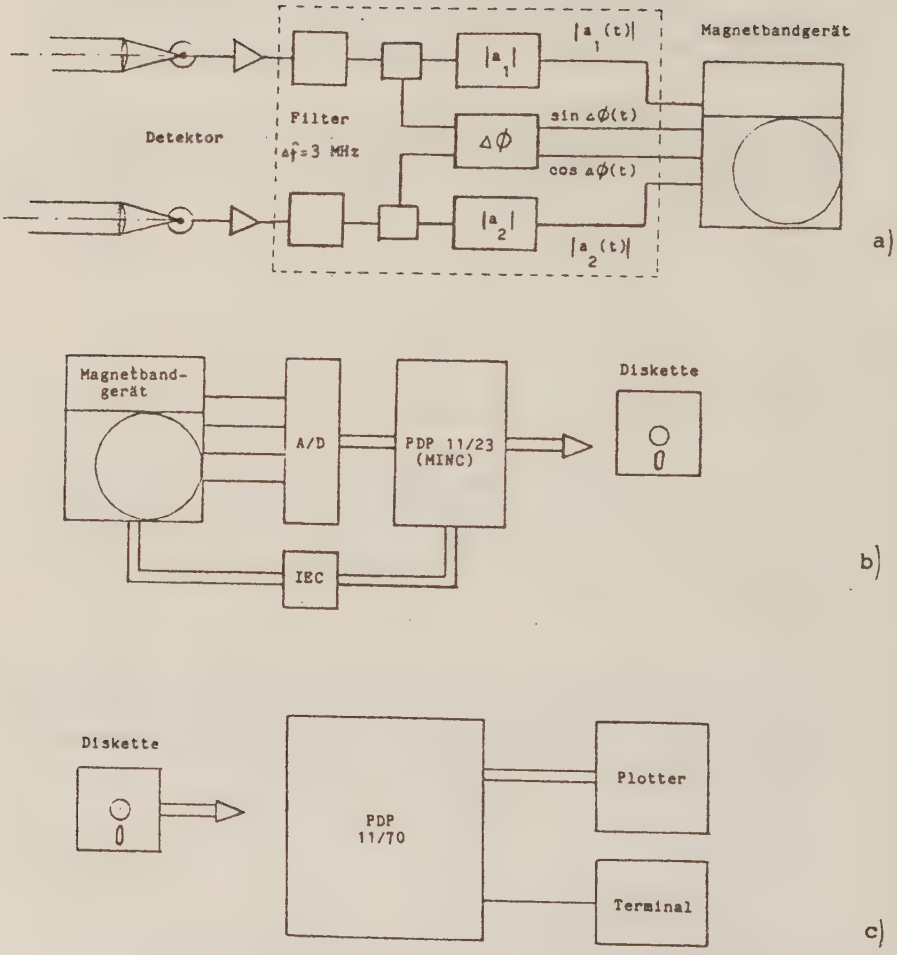

Abb. 3.3 : Elektronischer Teil des Versuchsaufbaus und nachfolgende Datenverarbeitung :
a) Signalaufzeichnung (Magnetbandgerät),
b) Digitalisierung der analogen Meßwerte,
c) Signalauswertung.

Beide DC-Spannungen wurden direkt auf zwei Kanälen (3 und 4) eines mehrspurigen analogen Magnetbandgerätes aufgezeichnet. Die den Wurzeln aus den Strahlungsintensitäten proportionalen demodulierten Amplituden a beider ZF-Meßsignale wurden auf zwei weiteren Kanälen (1 und 2) des Magnetbandgerätes aufgezeichnet. Die elektrische Bandbreite der Eingangsverstärker des Magnetbandgerätes war der Zeitkonstanten atmosphärischer Vorgänge bei weitem angepaßt und betrug Δf = 10 kHz bei einer Bandgeschwindigkeit von v_a = 19.1 $cm \cdot s^{-1}$ (= 7.5 $inch \cdot s^{-1}$).

Die Auswertung der Meßdaten wurde wegen der großen Datenmenge und wegen der Anwendung statistischer Methoden auf die Meßdaten mit einem Rechner durchgeführt. Dazu wurden die Analogdaten digitalisiert. Abb. 3.3b zeigt den prinzipiellen Ablauf der Digitalisierung. Ein Laborrechner (PDP 11/23) mit A/D-Wandler (16 bit) steuert über den IEC-Bus das Bandgerät zur Wiedergabe mit verlangsamter Bandgeschwindigkeit v_w = 4.8 $cm \cdot s^{-1}$ (= 1.875 $inch \cdot s^{-1}$) an. Der A/D-Wandler arbeitet im Takt der internen Uhr, wobei mit jedem Uhrentakt alle vier Wandlerkanäle nacheinander mit maximaler Abtastrate die anstehenden vier Spannungen digitalisieren. Dadurch wird gewährleistet, daß jeweils ein Meßwert aus den Kanälen 1 bis 4 mit minimalem gegenseitigen Zeitabstand ($\Delta t \approx 4$ µs) vom Rechner übernommen wird. Die Echtzeit-Abtastfrequenz betrug f = 2 kHz, war also ausreichend für die Auflösung der turbulenzbedingten Fluktuationen. Für jeden Teilaperturabstand ρ wurden 14 Datenfiles mit je 4 x 4096 = 16384 Meßwerten erzeugt; diese 14 Datenfiles repräsentieren eine Echtzeit-Meßdauer von jeweils ca. 30 s. Die Meßdaten wurden schließlich auf dem Massenspeicher einer PDP 11/70 abgelegt und mit verschiedenen Rechenprogrammen ausgewertet, s. Abb. 3.3c und Kap. 4.

3.3 Meßreihen

Für die Messung der Phasenstrukturfunktion $D_\phi(\rho)$ wurden drei Meßreihen durchgeführt :

17. bis 19. Juni 1981,
15./16. August 1981 (z.T. Regen),
und 6. November 1981 (z.T. Schneefall).

Die Meßwerte aller drei Meßreihen konnten bei der Auswertung verwendet werden.

Die Verteilung der Meßtage über ein Halbjahr hatte zum Vorteil, daß eine größere Spanne von meteorologischen Parametern (Turbulenz, Regen, Schnee, Wind) vorgefunden wurde. Bei jeder einzelnen Meßreihe sind vollständige Tagesgänge (vor Sonnenaufgang bis nach Sonnenuntergang) der Turbulenz erfaßt worden; es wurden in unregelmäßigen Abständen zusammenhängende Messungen von jeweils ca.20 min Dauer auf das Magnetband aufgezeichnet. In jedem dieser zusammenhängenden Blöcke wurde der Abstand ρ zwischen beiden Teilaperturen stufenweise variiert. Als meteorologische Parameter wurden Windgeschwindigkeit und -richtung sowie Turbulenz, beschrieben durch C_n^2 , ständig erfaßt (Y-t-Schreiber). Die Normsichtweite V_N wurde sporadisch ebenfalls protokolliert.

Bei den Messungen wurde der Turbulenzbereich

$$5 \cdot 10^{-16}\ m^{-2/3} \lesssim C_n^2 \lesssim 1.8 \cdot 10^{-13}\ m^{-2/3}$$

überdeckt. In der Literatur werden als Maß für die Stärke der Turbulenz in Bodennähe drei Bereiche der Strukturkonstanten des Brechungsindex' C_n^2 angegeben /1.3/, s. auch Abb. 2.1 :

$$C_n^2 = \begin{cases} 6.0 \cdot 10^{-17}\ m^{-2/3} & \text{schwache Turbulenz,} \\ 1.6 \cdot 10^{-15}\ m^{-2/3} & \text{mittlere Turbulenz ,} \\ 2.5 \cdot 10^{-13}\ m^{-2/3} & \text{starke Turbulenz.} \end{cases}$$

Entsprechend den am Meßort vorliegenden, mitteleuropäischen Bedingungen traten also ziemlich schwache bis beinahe starke Turbulenz auf.

4. ERGEBNISSE

Bei der Darstellung und Diskussion der Meßergebnisse wird zunächst der zeitliche Verlauf der Phasendifferenz für verschiedene Turbulenzstärken und für 7 bzw. 4 verschiedene Aperturabstände ρ betrachtet (Kap. 4.1). Danach folgen Darstellungen der Meßergebnisse zur räumlichen Fluktuation der Phase in Form der Phasenstrukturfunktion (Kap. 4.2), der Wahrscheinlichkeitsdichte (Kap. 4.3) und des Frequenzspektrums (Kap. 4.4); schließlich werden die Ergebnisse der Auswertung "zeitlicher" Fluktuationen, d.h. in Ausbreitungsrichtung, dargestellt (Kap. 4.5). Es handelt sich dabei um Turbulenzeffekte im engeren Sinne. Regeneffekte werden abschließend behandelt (Kap. 4.6).

4.1 Zeitlicher Verlauf der Phasendifferenz $\Delta\phi(t)$

Für die Rekonstruktion der relativen Phase der Signalwelle zwischen zwei Punkten in der Empfangsebene im Abstand ρ wurden mit einem Rechnerprogramm die Ausgangsspannungen des Phasendetektors $U_s(t) = 2.5 \cdot \sin \Delta\phi(t)$ und $U_c(t) = 2.5 \cdot \cos \Delta\phi(t)$, s. Abb. 3.3a, ausgewertet. Da die inversen Winkelfunktionen mehrdeutig sind, mußte in dem Rechenprogramm der wahre Phasenwinkel durch die "Vorgeschichte" bestimmt werden.

In Abb. 4.1a bis 4.1c wird der zeitliche Verlauf der Phasendifferenz $\Delta\phi(t)$ für drei verschiedene Turbulenzzustände dargestellt. In jeder Abbildung sind die Messungen bei verschiedenen Abständen ρ der beiden Aperturen aufgetragen und entsprechend bezeichnet. Die zeitliche Länge eines Datenfiles beträgt 2.048 s, was sich aus der gewählten Standardlänge eines Files von 4096 Punkten und der Echtzeit-Abtastfrequenz von 2 kHz ergibt. Damit erhält man nach dem Nyquist-Theorem /4.1/ einen auswertbaren Frequenzbereich von ca. 0.5 bis 500 Hz, wobei die untere Frequenzgrenze durch die zeitliche Länge des Datenfiles vorgegeben ist. Während bei schwacher bis mittlerer Turbulenz (Abb. 4.1a) die Phasenschwankungen im Zeitraum von jeweils ca. 30 s (das ist die Gesamtdauer von 14 Datenfiles) für alle Abstände $\rho \leq 54$ cm kleiner waren als $\pi/2$, wird bei mittlerer Turbulenz (4.1b) schon beim Abstand $\rho = 12$ cm eine Phasenabweichung von π beobachtet.

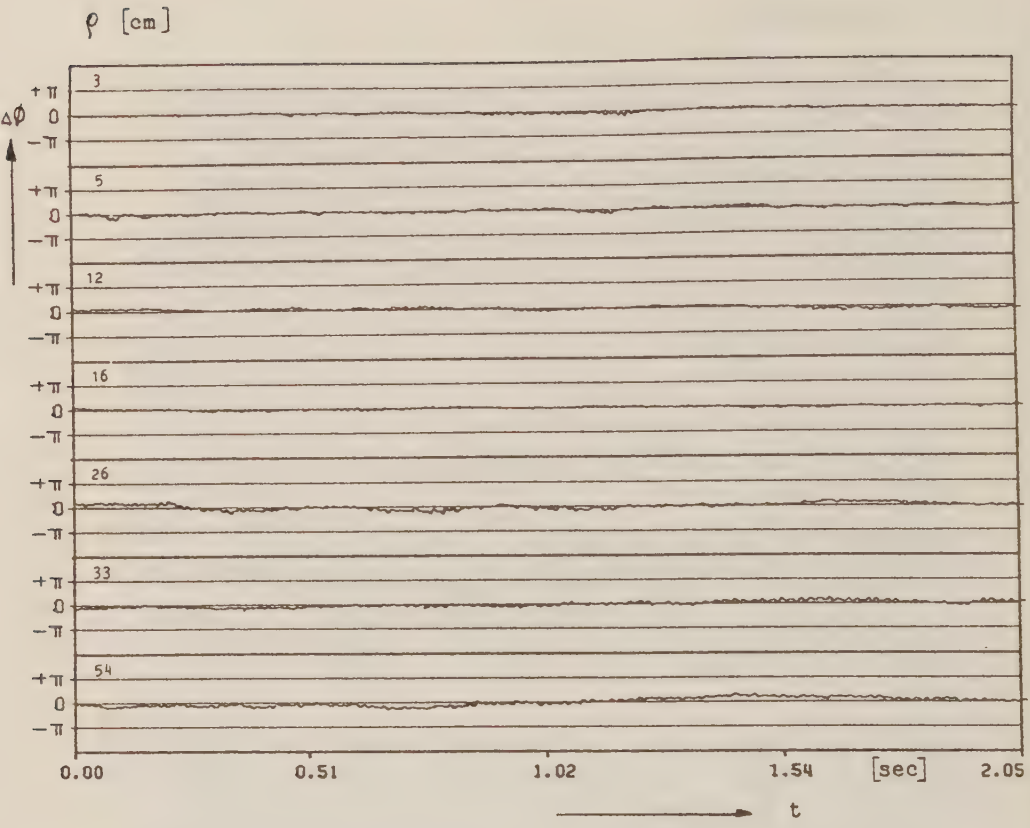

Abb. 4.1a : Zeitlicher Verlauf der Phasendifferenz $\Delta\phi$ bei schwacher bis mittlerer Turbulenz
($C_n^2 \approx 6 \cdot 10^{-15}\ m^{-2/3}$).

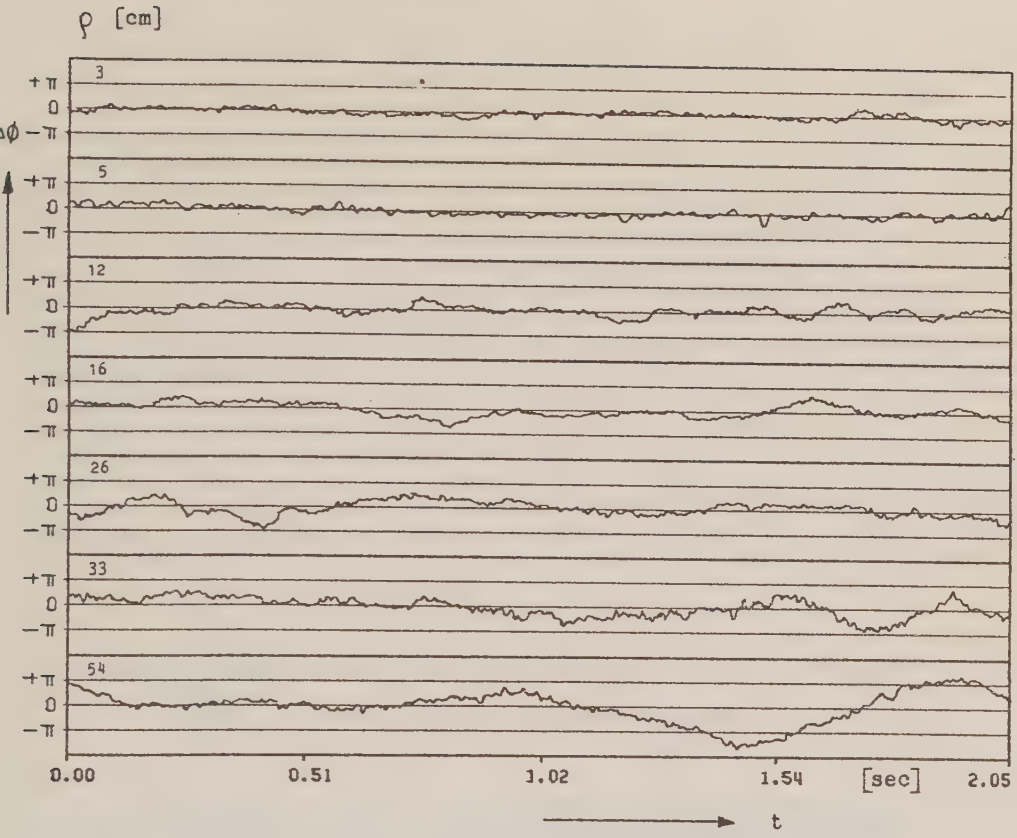

Abb. 4.1b : Zeitlicher Verlauf der Phasendifferenz $\Delta\phi$ bei mittlerer Turbulenz
$(C_n^2 \approx 1.4 \cdot 10^{-14}\ m^{-2/3})$.

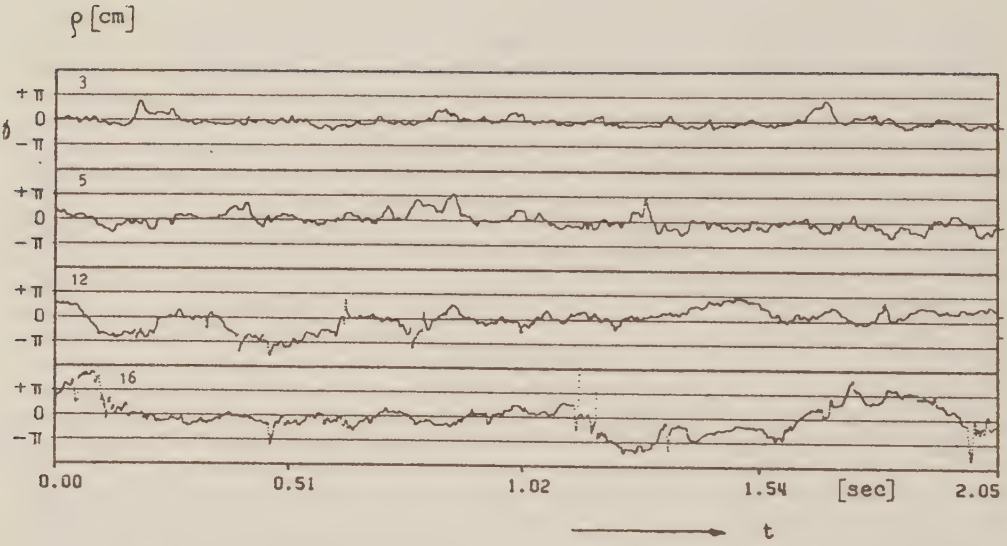

Abb. 4.1c : Zeitlicher Verlauf der Phasendifferenz $\Delta\phi$ bei starker Turbulenz ($C_n^2 \approx 1.8 \cdot 10^{-13}\ m^{-2/3}$).

Bei starker Turbulenz ($C_n^2 \approx 1.8 \cdot 10^{-13}\ m^{-2/3}$), (Abb. 4.1c), ändert sich während kurzen Zeiten, $t < 0.1$ s , schon bei dem geringsten Meßabstand $\rho = 3$ cm die Phase um π .

In allen Fällen ist einer niederfrequenten Änderung der Phase eine höherfrequente Änderung mit kleiner Amplitude überlagert. Diese überlagerten Schwingungen sind auf unzureichend gefilterte Netzversorgung zurückzuführen und hier nicht von Bedeutung.

Bei starker Turbulenz, Abb. 4.1c, wird vereinzelt für Meßabstände $\rho \geq 12$ cm ein Aufbrechen der Phasenfront beobachtet. Die nach Gleichung (2.3) berechnete laterale Kohärenzlänge beträgt $\rho_0 \approx 4$ cm , (s.a.Abb.2.1), so daß dies verständlich ist.

4.2 Phasenstrukturfunktion $D_\phi(\rho)$

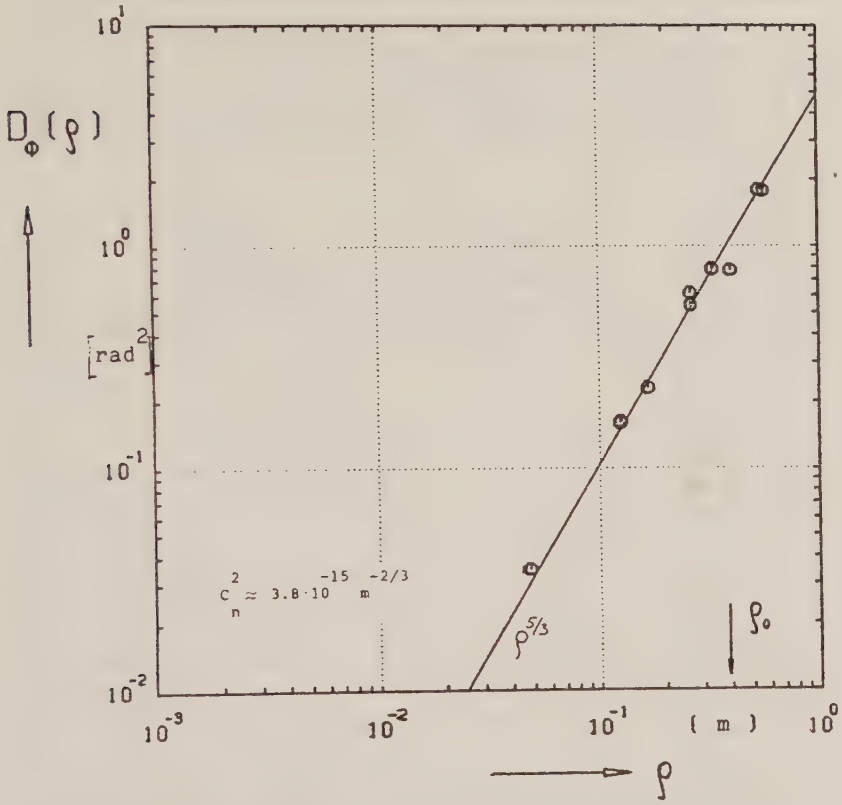

Abb. 4.2a : Phasenstrukturfunktion $D_\phi(\rho)$ bei mitlerer Turbulenz und laterale Kohärenzlänge ρ_o für den effektiven Ausbreitungsweg 2L = 1260 m.

Die Phasenschwankungen der Signalwelle in der Empfangsebene können nach Tatarski, s. Kap. 2.2, mittels der Phasenstrukturfunktion analytisch beschrieben werden. Abb. 4.2a und 4.2b zeigen den Vergleich der direkt gemessenen Phasenstrukturfunktion (o) für zwei Beispiele bei mittlerer und starker Turbulenz mit der theoretischen Erwartung (——), Gleichung (2.5).

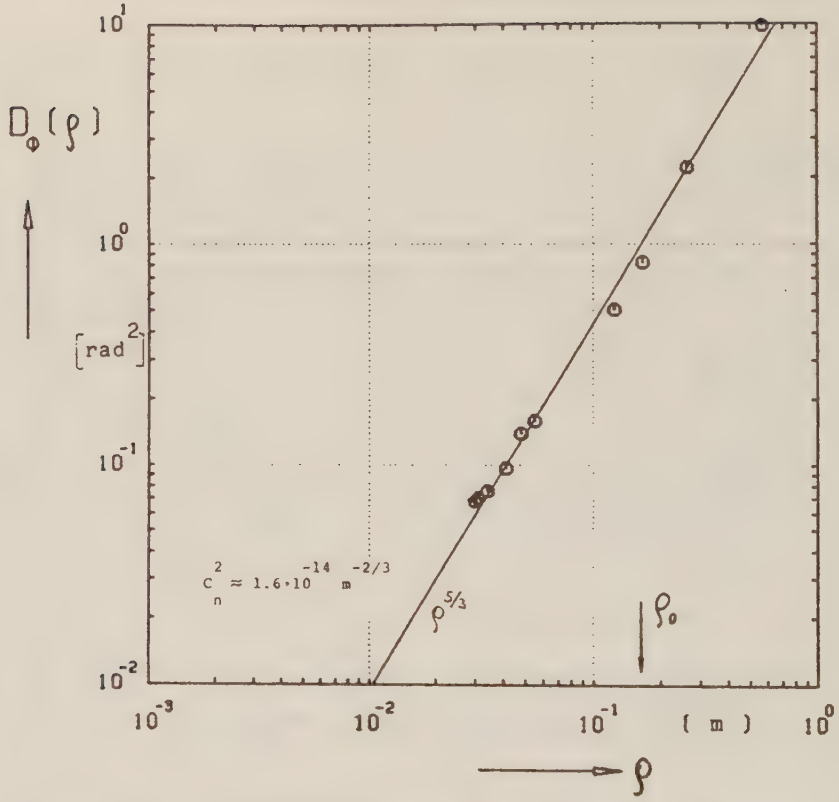

Abb. 4.2b : Phasenstrukturfunktion $D_\phi(\rho)$ bei mittlerer bis starker Turbulenz und laterale Kohärenzlänge ρ_0 für den effektiven Ausbreitungsweg 2L = 1260 m.

Die laterale Kohärenzlänge ρ_0, Gleichung (2.3), kann den Abbildungen 4.2a und 4.2b bzw. auch Abb.2.1 für $D_\phi(\rho) = 1$ rad^2 und für die Ausbreitungsstrecke 2L = 1260 m direkt entnommen werden. Wird für praktische Anwendungen ein Signalverlust von 3.5 dB, d.h. Faktor 2.24 gegenüber einer gleich großen Öffnung bei ungestörter Phase zugelassen, so vergrößert sich der nutzbare Öffnungsdurchmesser von ρ_0 auf den entsprechenden Abstand ρ' für $D_\phi(\rho') = (\pi/2)^2$ rad^2 = 2.47 rad^2 .

4.3 Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\Delta\phi)$

Durch den Vergleich der gemessenen Verteilung der Phasendifferenz $\Delta\phi$ mit dem Normalverteilungsgesetz /4.2/ in Abb. 4.3a und 4.3b soll anschaulich gezeigt werden, daß die turbulenzinduzierten Phasenfluktuationen normalverteilt sind und der Mittelwert der Phasendifferenzen $\langle\Delta\phi\rangle = 0$ ist, wie theoretisch gefordert, s. Kap. 2.2.

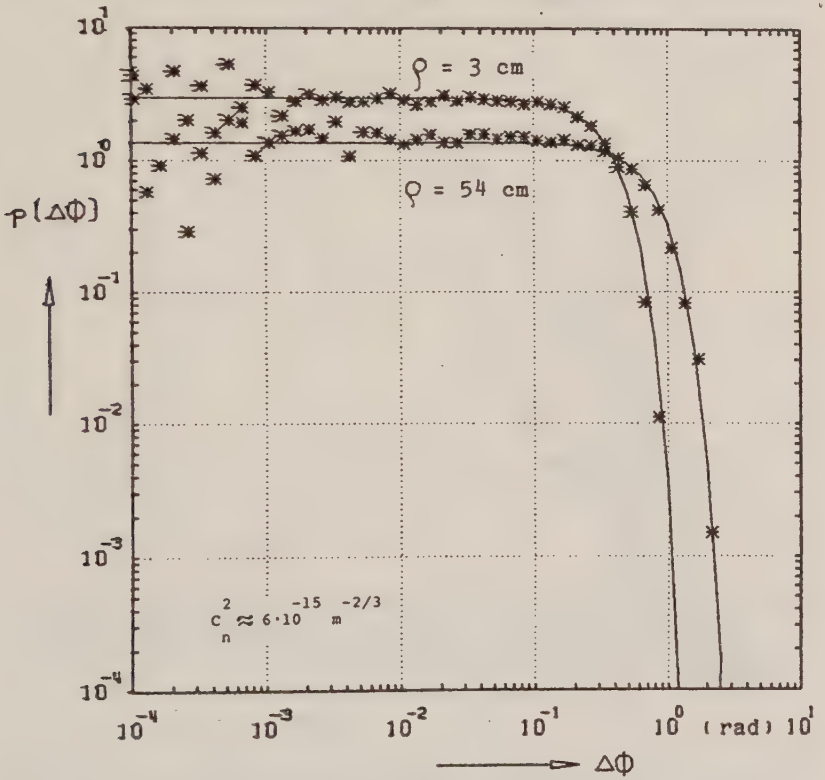

Abb. 4.3a : Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\Delta\phi)$ der Phasendifferenz $\Delta\phi$ für die Teilaperturabstände ρ = 3 cm und ρ = 54 cm bei mittlerer Turbulenz;
(**) : experimentelle Werte,
(—) : Theorie nach Gleichung (2.6).

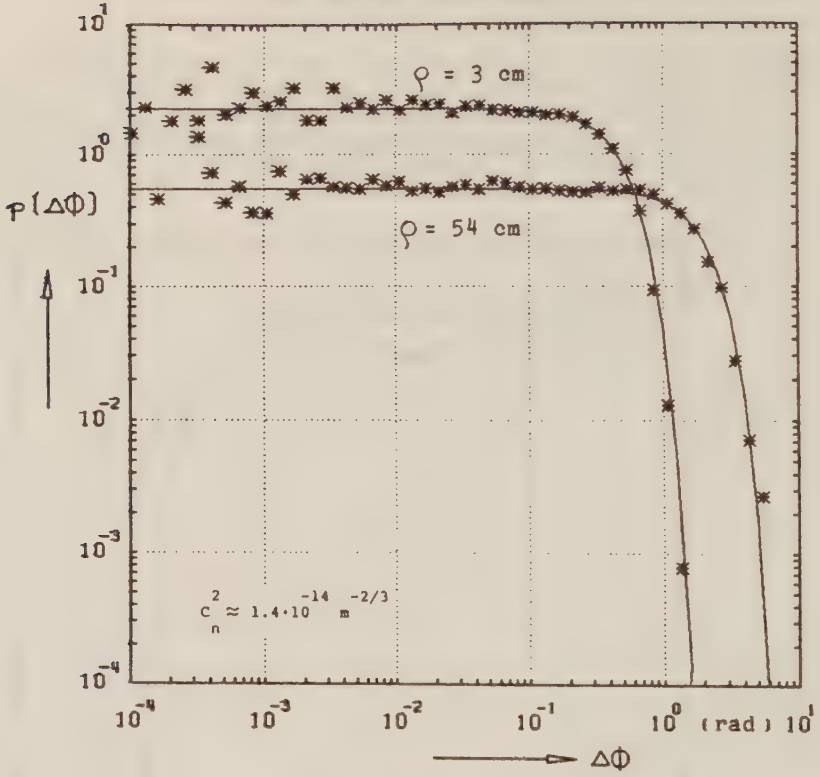

Abb. 4.3b : Wahrscheinlichkeitsdichte p($\Delta\phi$) der Phasendifferenz $\Delta\phi$ für die Teilaperturabstände ρ = 3 cm und ρ = 54 cm bei mittlerer bis starker Turbulenz;
(**) : experimentelle Werte,
(—) : Theorie nach Gleichung (2.6).

In Abb. 4.3a und 4.3b ist für mittlere und starke Turbulenz ($C_n^2 \approx 6 \cdot 10^{-15}\ m^{-2/3}$ und $1.4 \cdot 10^{-14}\ m^{-2/3}$) die gemessene Wahrscheinlichkeitsdichte p($\Delta\phi$) der Phasendifferenz (**) zusammen mit der nach Gleichung (2.6) berechneten Verteilung (—) dargestellt. Aufgetragen ist die Anzahl der pro Phasendifferenzintervall vorkommenden Fälle, wobei die Gesamtzahl jeweils 4096 betrug. Die Übereinstimmung ist im Rahmen der zu erwartenden Meßgenauigkeit gut.

4.4 Normiertes Frequenzspektrum $P(f)/P(f_o)$

Das normierten Frequenzspektrum $P(f)/P(f_o)$ der Phasenfluktuationen an einem Punkt in der Empfangsebene (bei Windstille : $u \leq 0.5\ m \cdot s^{-1}$) wird in Abb. 4.4a und 4.4b dargestellt. Die untere Bezugsfrequenz f_o ist nach Gleichung (2.11) $f_o = u/2\pi L_o$. Sie wurde mit $L_o \approx 1$ m und $u = 0.5\ m \cdot s^{-1}$ zu ca. 0.1 Hz angenommen.

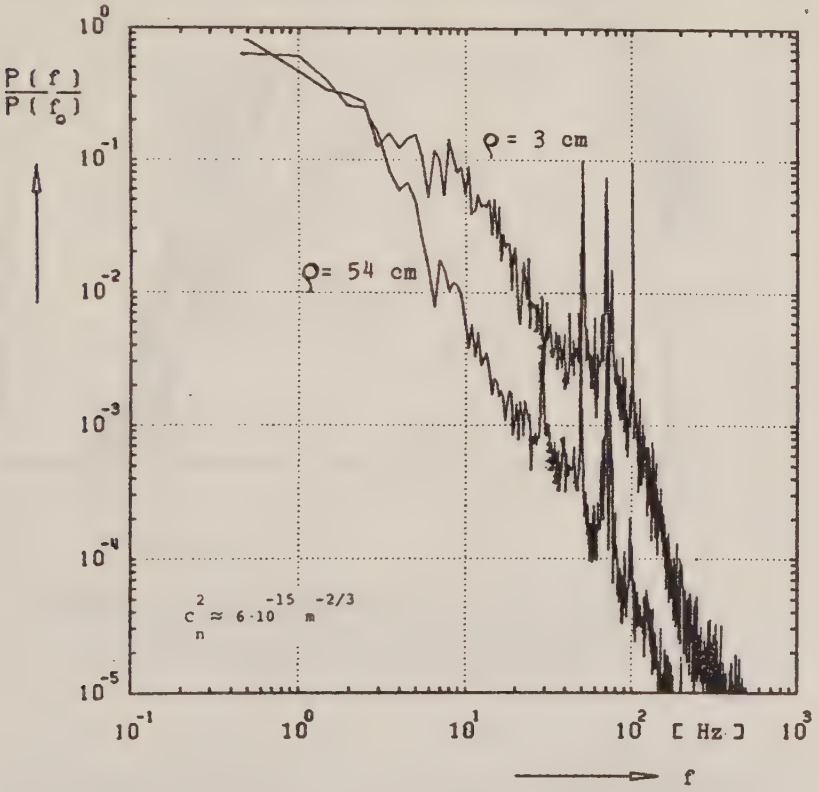

Abb. 4.4a : Normiertes Frequenzspektrum der turbulenzinduzierten Phasenfluktuationen nach einer atmosphärischen Ausbreitungsstrecke von 2L = 1260 m bei schwacher Turbulenz und Windstille ($u \lesssim 0.5\ m \cdot s^{-1}$).

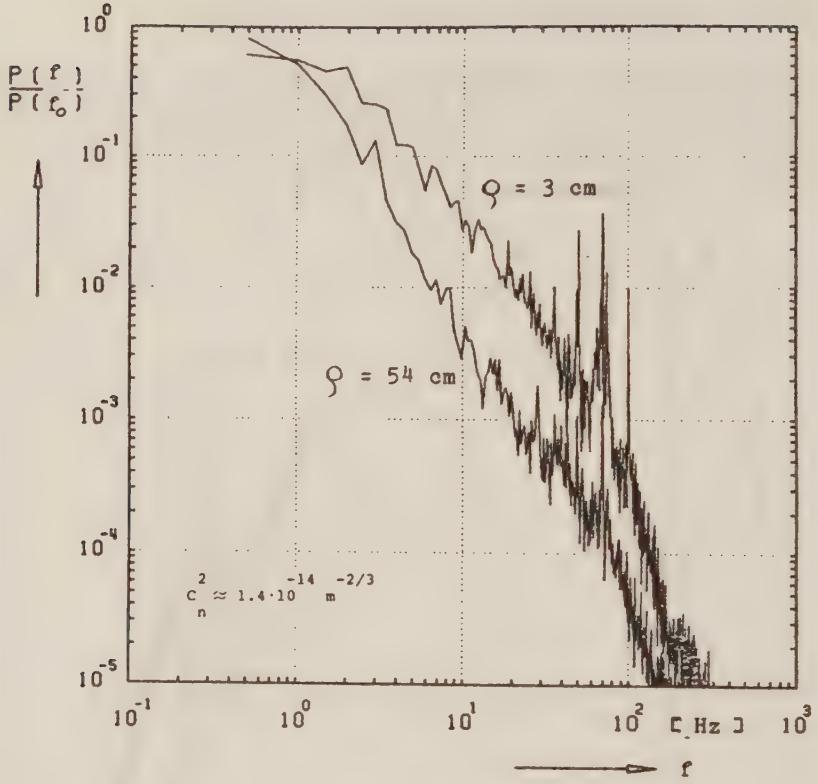

Abb. 4.4b : Normiertes Frequenzspektrum der turbulenz-induzierten Phasenfluktuationen nach einer atmosphärischen Ausbreitungsstrecke von 2L = 1260 m bei mittlerer bis starker Turbulenz und Windstille ($u \lesssim 0.5$ m s).

Bei schwacher Turbulenz ($C_n^2 \approx 6 \cdot 10^{-15}$ m$^{-2/3}$) und Windstille läßt sich aus Abb. 4.4a ablesen, daß der Frequenzinhalt der Phasenfluktuationen überwiegend im Bereich niedriger Frequenzen liegt.

Weiter ist diesen Spektren (Abb. 4.4a,b) zu entnehmen, daß jeweils mit zunehmendem Teilaperturabstand ρ die höheren Frequenzanteile abnehmen, wie es nach Gleichung (2.11) auch zu erwarten ist.

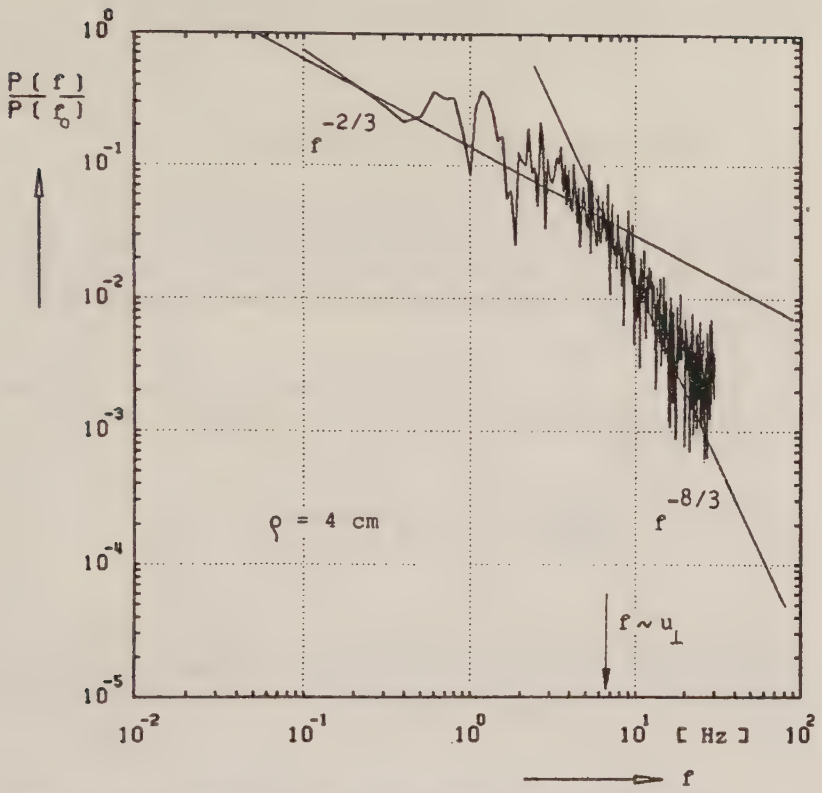

Abb. 4.4c : Beispiel zur Bestimmung der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeitskomponente senkrecht zur Laserausbreitungsrichtung (s. Kap. 2.2).

In Abb. 4.4c sei als eine praktische Anwendung die Messung der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeitskomponente senkrecht zur Meßstrecke demonstriert. Nach Gleichung (2.11) und (2.12) in Kap. 2.2 sind die beiden Grenzfälle mit den Steigungen $P(f) \sim f^{-2/3}$ und $P(f) \sim f^{-8/3}$ eingezeichnet. Der Schnittpunkt beider Äste markiert die Frequenz $f \approx 10$ Hz, welche nach Gleichung (2.11) einer mittleren Querwindgeschwindigkeit $u_\perp \approx 2\ m \cdot s^{-1}$ entspricht.

Die beiden Störungen bei 50 Hz und höheren Harmonischen, sowie 70 Hz sind auf Netzbrummen bzw. auf die vom Wasserkühler auf den Laserresonator übertragenen Vibrationen zurückzuführen.

Der Abfall des Frequenzspektrums proportional $f^{-8/3}$ entspricht den theoretischen Erwartungen nach Gleichung (2.12) /2.5/.

4.5 Normierte Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$

Bisher wurden bei der Darstellung und Diskussion der Meßergebnisse die Fluktuationen der Phasendifferenz der Signalwelle zwischen zwei Punkten in einer Ebene senkrecht zur Strahlausbreitung betrachtet. Im folgenden werden die "zeitlichen" Fluktuationen betrachtet, d.h. solche in Ausbreitungsrichtung.

In Abb. 4.5a und 4.5b ist für mittlere bis starke Turbulenz bei einem Meßabstand ρ = 3 cm die normierte Autokorrelationsfunktion

$$R(\tau) = \frac{B(\tau)}{D_\phi(\rho)} \quad , \tag{4.1}$$

mit $B(\tau)$, der Autokorrelationsfunktion, Gleichung (2.9), und $D_\phi(\rho)$, der Phasenstrukturfunktion, Gleichung (2.4) dargestellt. Der Abstand ρ = 3 cm ist ausreichend klein, so daß auch bei mittlerer bis starker Turbulenz die räumliche Kohärenz in diesem Bereich gewährleistet ist, s.o. Kap.4.1 und 4.2.

Der flache Abfall der normierten Autokorrelationsfunktion zeigt, daß die zeitliche Kohärenz sich auch bei relativ starker Turbulenz (Abb. 4.5b) über den Zeitraum von 400 ms nur wenig vermindert. Die Korrelationszeit τ_o , definiert durch den Abfall der Korrelationsfunktion auf $R(\tau_o) = 1/e$, liegt mit $\tau_o > 200$ ms in der gleichen Größenordnung wie die Zeitdauer, für die eine Kurzzeitfrequenzstabilität des unstabilisierten CO_2-Lasers von $\Delta\nu \lesssim 30$ kHz angegeben wird /3.1/.

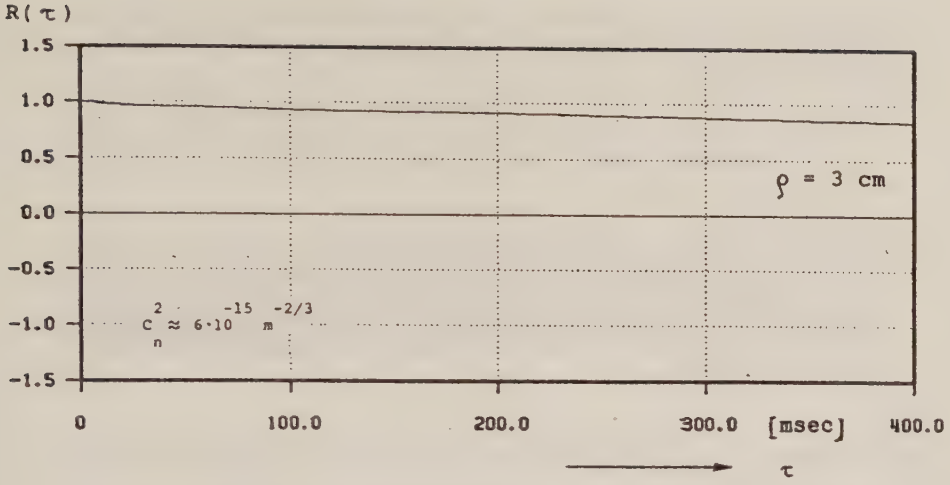

Abb. 4.5a : Normierte Autokorrelationsfunktion R(τ) der Phasendifferenz $\Delta\phi$ für einen Aperturabstand von ρ = 3 cm und mittlere Turbulenz.

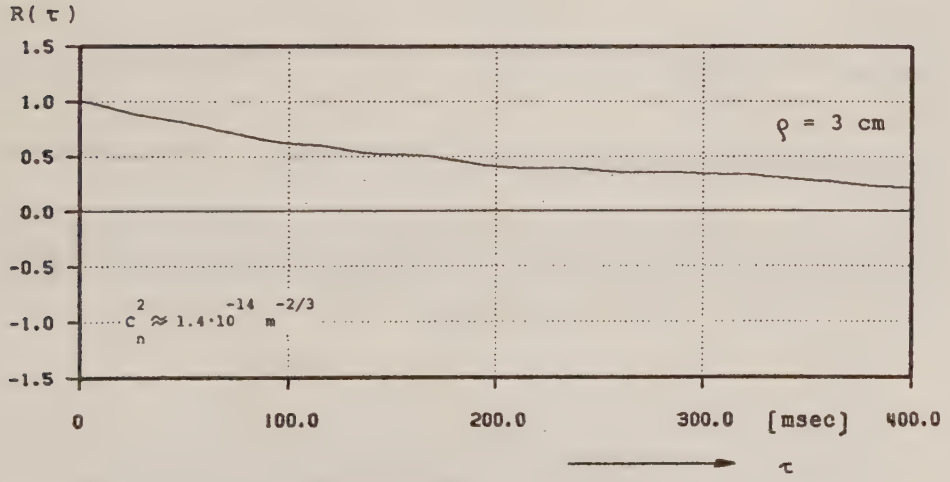

Abb. 4.5b : Normierte Autokorrelationsfunktion R(τ) der Phasendifferenz $\Delta\phi$ für einen Aperturabstand von ρ = 3 cm und mittlere bis starke Turbulenz.

Bei schwacher Turbulenz kann die atmosphärische Korrelationszeit erheblich größer als 400 ms sein (Abb. 4.5a), s. auch Kap. 2.2.

4.6 Regenmessungen

Die bei Nieselregen erfaßten Meßdaten der Phasenfluktuation sollen hier dargestellt und diskutiert werden. Eine in Zukunft anstehende quantitative Auswertung solcher Daten setzt weitere Phasenfluktuationsmessungen verbunden mit Messungen von Regenparametern (Niederschlagsmenge, Tröpfchengrößenverteilung) voraus.

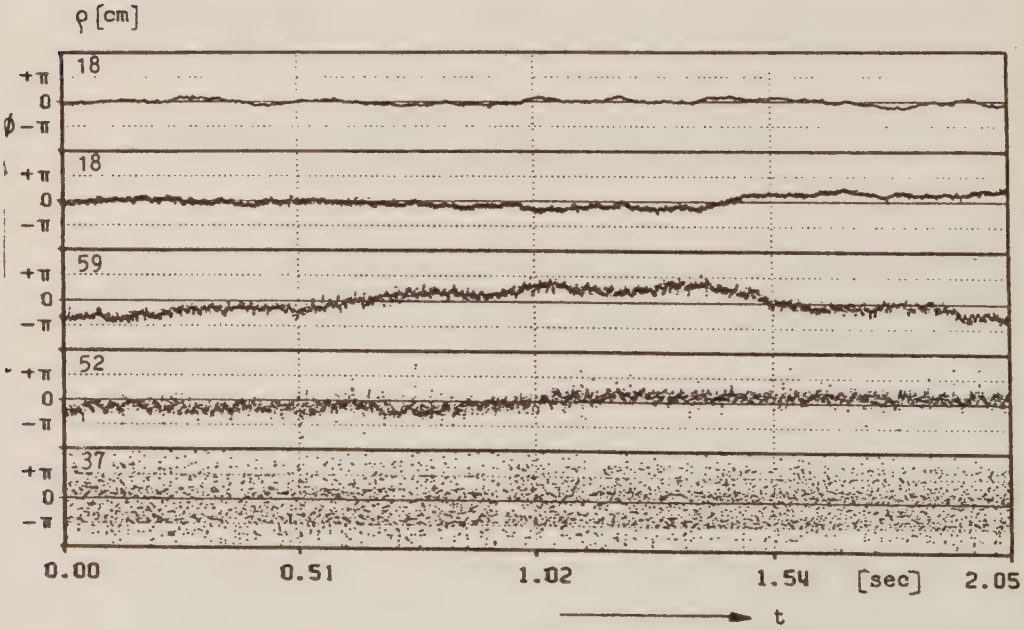

Abb. 4.6a : Zeitlicher Verlauf der Phasendifferenz $\Delta\phi$ bei Strahlausbreitung durch verschieden starken Nieselregen bei verschiedenen Aperturabständen ρ (zeitliche Abfolge von oben nach unten).

Abb. 4.6a zeigt den zeitlichen Verlauf $\Delta\phi(t)$ der Phasenschwankungen bei unterschiedlichem Abstand ρ der Teilaperturen und offensichtlich verschieden starkem Niederschlag (per Auge war nahezu keine Änderung des feinen Nieselregens zu bemerken). Die Anordnung entspricht hier von oben nach

unten der zeitlichen Folge der Messungen; insgesamt wird ein Zeitraum von ca. 14 min dargestellt. Im untersten Fall ρ = 37 cm war es nicht mehr zuverlässig möglich, die "Vorgeschichte" des Phasenwinkels zu rekonstruieren. Der dynamische Bereich des Phasendetektors (s.Kap. 3) wurde bei zu hoher Regenrate infolge der stärkeren Extinktion der Laserstrahlung überschritten, so daß die Ausgangsspannungen offenbar nicht mehr verwendbar waren.

Aus den ersten vier Beispielen der Abb. 4.6a läßt sich herauslesen, daß mit offensichtlich zunehmender Regenrate der höherfrequente Anteil der Phasenfluktuationen stärker wird. Die von der turbulenten Atmosphäre zwischen den Regentropfen verursachten niederfrequenten Phasenfluktuationen ändern sich dabei jedoch wenig.

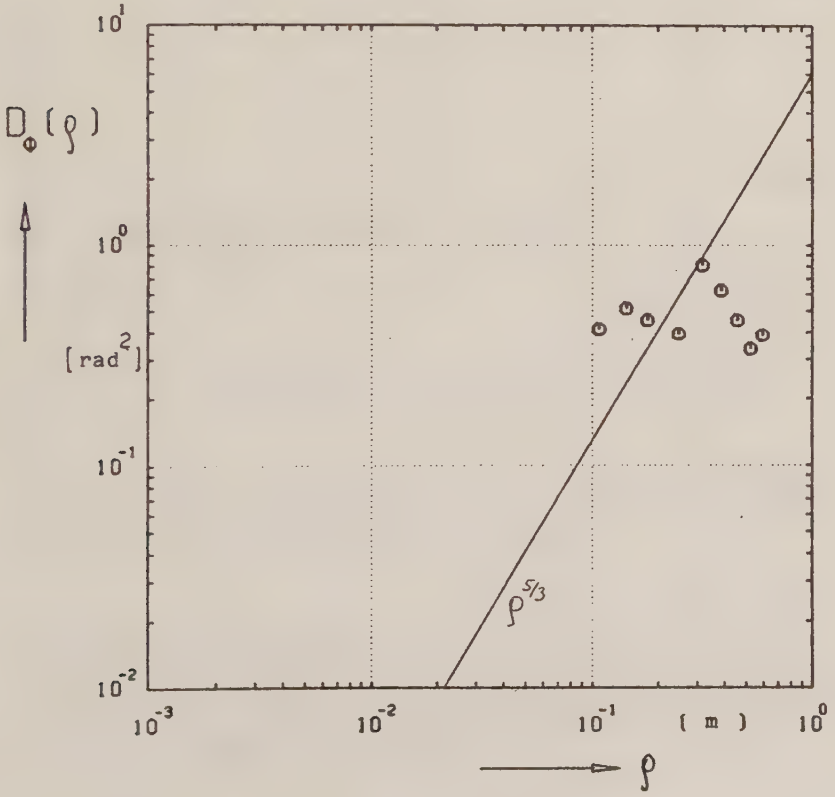

Abb. 4.6b : Vergleich der Werte der gemessenen Phasenstrukturfunktion $D_\phi(\rho)$ bei beginnendem leichten Nieselregen mit Gleichung (2.5).

Abb. 4.6b zeigt für die Messung während der offensichtlich geringsten Niederschlagsmenge die Phasenstrukturfunktion $D_\phi(\rho)$. Hier zeigt sich, daß selbst für den Übergang von hoher Luftfeuchte zu leichtem Nieselregen eine so definierte Phasenstrukturfunktion keine vernünftige Aussage mehr liefert. Die Ursache hierfür besteht wohl darin, daß in dieser Meßsituation im wesentlichen der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex für Fluktuationserscheinungen verantwortlich ist.

Auch die Wahrscheinlichkeitsdichte der Phasendifferenz zeigt, daß die Wahrscheinlichkeit für große Phasendifferenzen zunimmt, wenn Abb. 4.6c mit 4.3a und 4.3b verglichen wird.

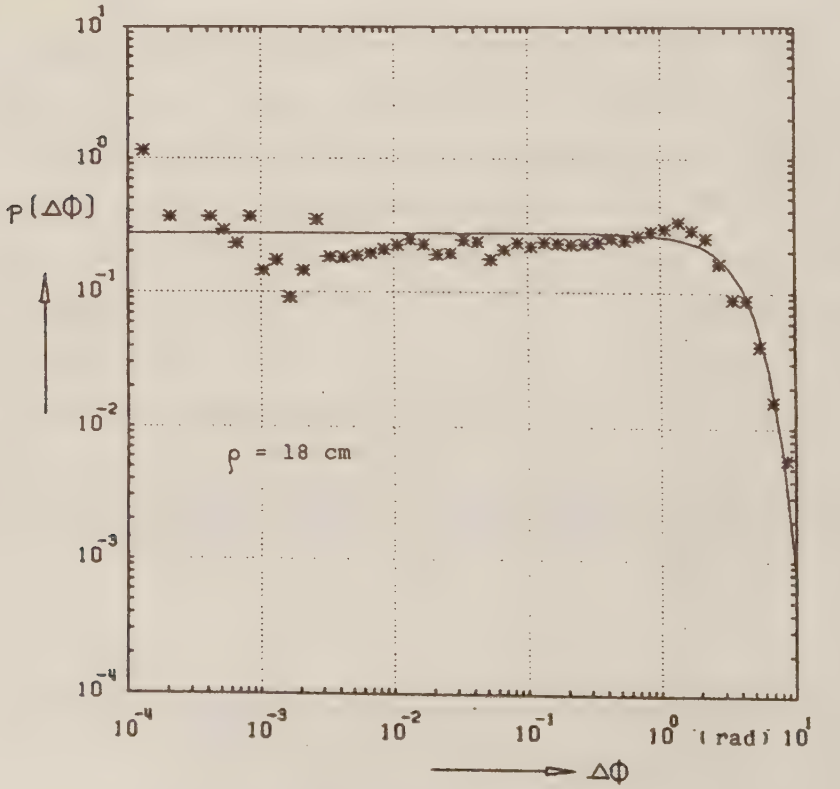

Abb. 4.6c : Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\Delta\phi)$ der Phasendifferenz $\Delta\phi$ bei Nieselregen für einen Aperturabstand ρ = 18 cm.

In Abb. 4.6d ist die normierte Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$ mit einem für die Regendaten typischen Verlauf dargestellt. Innerhalb der ersten 10 ms fällt sie auf den Wert 0.5 ab, um dann für einen Zeitraum von ca. 200 ms nahezu konstant zu bleiben. Zum Verständnis dieses Kurvenverlaufs kann vermutet werden, daß zwei unterschiedliche Zeitkonstanten, nämlich die niederfrequentere, schwache Turbulenzfluktuation und die höherfrequentere Fluktuation durch die Wassertropfen, den zeitlichen Inhalt der "Regendaten" prägen. Mit synthetischen Daten konnte gezeigt werden, daß entsprechend der o.g. Vermutung ein ähnlicher Kurvenverlauf konstruiert werden kann.

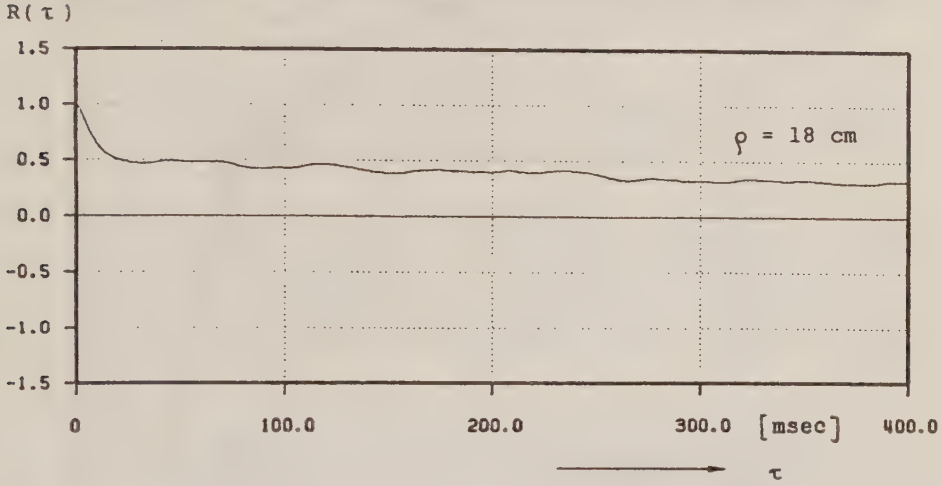

Abb. 4.6d : Normierte Autokorrelationfunktion $R(\tau)$ der Phasendifferenz $\Delta\phi$ bei Nieselregen für einen Aperturabstand ρ = 18 cm.

Abschließend sei in Abb. 4.6e das normierte Frequenzspektrum einer Regenmessung gezeigt. Unmittelbar nach Ende des Niederschlags, bei beginnender Sonneneinstrahlung, wurde das ebenfalls eingezeichnete Spektrum gewonnen.

Deutlich unterscheidet sich der Frequenzinhalt der Phasenschwankungen durch Regen von dem durch Turbulenz (Abb. 4.5a und 4.5b). Während im oberen Frequenzbereich des Spektrums bei Regen $P(f) \sim f^{-7}$ gilt, erfolgt der Abfall des Spektrums auch im Fall mittlerer bis starker Turbulenz bei zugleich höherer absoluter Feuchte (unmittelbar nach dem Nieselregen) entsprechend Gleichung (2.12) mit $f^{-8/3}$.

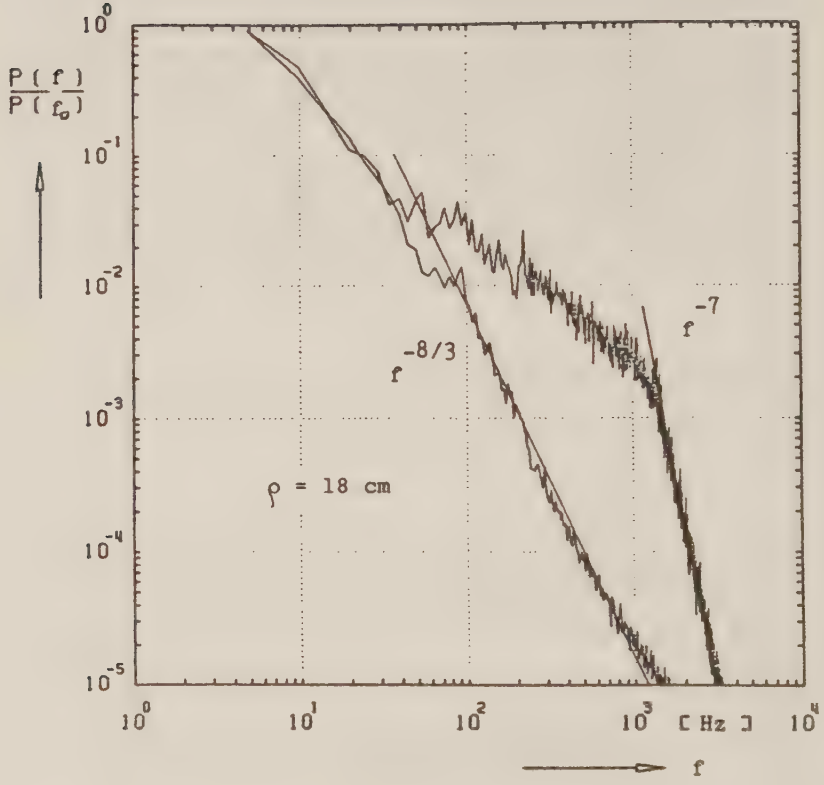

Abb. 4.6e : Normiertes Frequenzspektrum der Phasenfluktuationen bei Nieselregen ($P(f) \sim f^{-7}$) und wenige Minuten nach Ende des Regens ($P(f) \sim f^{-8/3}$) bei einem Aperturabstand ρ = 18 cm.

5. SCHLUSS

In der vorliegenden Arbeit wurde experimentell die Auswirkung atmosphärischer Turbulenz auf die Kohärenz von Laserstrahlung im Infrarotbereich ($\lambda = 10.6\ \mu m$) untersucht und den theoretischen Erwartungen gegenübergestellt.

Das verwendete Meßverfahren, Heterodyndetektion in zwei separaten optischen Kanälen, erzeugt unmittelbar die Phasenstrukturfunktion, welche nach Tatarski als mittlere quadratische Phasendifferenz zwischen zwei Punkten definiert ist.

Die gewonnenen Meßdaten stehen im Einklang mit den Aussagen, die aus Tatarskis Turbulenztheorie gefolgert werden können. Damit ist gezeigt, daß die Anwendung dieser Theorie auf die größere Wellenlänge des CO_2-Lasers gerechtfertigt ist.

Der Einfluß der absoluten Feuchte, sowie deren Fluktuationen, sollte bei künftigen Messungen systematisch untersucht werden, da insbesondere die Meßdaten bei hoher Feuchte (unmittelbar nach Regen) nicht mit der Theorie in Einklang zu bringen sind. Hier sind weitergehende experimentelle und theoretische Arbeiten erforderlich, die im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgesehen waren.

Die Auswirkung von leichtem Regen auf die Kohärenz der CO_2-Laserstrahlung wurde nur phänomenologisch untersucht, da eine vollständige theoretische Beschreibung der optischen Effekte einer Mischung von Regen, erhöhter Luftfeuchte und Turbulenz noch nicht vorliegt. Über Messungen dieser Art ist bisher in der Literatur nicht berichtet worden. Nach Abschluß dieser Arbeit wurden angeregt durch die hier vorgelegten Ergebnisse zusammen mit H.T.Yura, s. auch /2.8/, erste theoretische Abschätzungen durchgeführt.

Herrn Priv.Doz.Dr.D.H.Höhn, Direktor des Forschungsinstituts für Optik der FGAN, danke ich für die Themenstellung und die Ermöglichung dieser Arbeit und die hilfreichen Diskussionen während ihrer Entstehung.
Allen Mitarbeitern des Instituts - insbesondere Herrn Dr.W. Büchtemann - danke ich für die mir gewährte Unterstützung; dazu gehörte auch Herr Dr.H.T.Yura als Gastwissenschaftler, der mir bei theoretischen Problemen weiter half.
Die Rechnergruppe und die Werkstätten des Instituts waren in verschiedenen Phasen dieser Arbeit sehr hilfreich, wofür ich ebenfalls danken möchte.

LITERATUR

/ 1.1 / T.H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby", Nature, Vol.187, p.493, (1960)

/ 1.2 / A. Javan, W.R. Bennett and D.R. Herriot, "Population inversion and continuous optical maser oszillation in a gas discharge containing a He-Ne-mixture", Phys. Rev. Lett., Vol.6, p.106, (1961)

/ 1.3 / D.H. Höhn, "Zur Ausbreitung eines Laserstrahls in der Atmosphäre", Optik, Vol.30, p.161 und p.234, (1969)

/ 1.4 / J. Abele, H. Raidt, W. Jessen, R. Kirschmer, "The influence of meteorological parameters on atmospheric transmission at 10.6 μm and 0.63 μm from measurement and calculations", Report FfO 1978/6

/ 1.5 / D.H. Höhn, "Physics of incoherent optical propagation", AGARD Lecture Series LS-93, p.2-1, (1978)

/ 1.6 / J. Abele, H. Raidt and D.H. Höhn, "Studies on the influence of meteorological parameters on atmospheric laser transmission", Opt. Acta, Vol.27, p.1445, (1980)

/ 1.7 / V.I. Tatarski, "Wave propagation in a turbulent medium", New York, McGraw-Hill, 1961

/ 1.8 / A.N. Kolmogorov, "The local structure of turbulence in incompressible viscuous fluid for very large Reynold's numbers", Doklady Akad. Nauk, S.S.S.R, Vol.30, p.301, (1941)

/ 1.9 / M. E. Gracheva and A. S. Gurvich, "On strong fluctuations of the intensity of light when propagating in the lower layer of the atmosphere", Izv. Vuz. Radiofiz., Vol.8, p.717, (1965)

/ 1.10/ D. DeWolf, "Saturation of irradiance fluctuationens due to turbulent atmosphere", JOSA, Vol.58, p.461, (1968)

/ 1.11/ R.F. Lutomirski and H.T. Yura, "Propagation of a finite optical beam in an inhomogeneous medium", Appl.Opt., Vol.10, p.1652, (1971)

/ 1.12/ H. T. Yura, "Physical model for strong optical-amplitude fluctuations in a turbulent medium", JOSA, Vol.64, p.59, (1974)

/ 1.13/ G. Parry, "Measurement of atmospheric turbulence induced intensity fluctuations in a laser beam", Opt. Acta, Vol.28, p.715, (1981)

/ 1.14/ H. Hodara, "Effects of a turbulent atmosphere on the phase and frequency of optical waves", Proc. IEEE, Vol.56, p.2130, (1968)

/ 1.15/ E. Collett and R. Alferness, "Depolarization of a laserbeam in turbulent medium", JOSA, Vol.62, p.529, (1972)

/ 1.16/ W. Büchtemann, "Zur Depolarisation eines Laserstrahls in der Atmosphäre", Dissertation, Universität Tübingen, Fakultät Physik, 1974

/ 1.17/ V.P. Lukin and V.V. Pokasov, "Optical wave phase fluctuations", Appl. Opt., Vol.20, p.121, (1981)

/ 1.18/ I. Goldstein, P.A. Miles, and A. Chabot, "Heterodyne measurement of light propagation through atmospheric turbulence", Proc. IEEE, Vol.53, p.1172, (1965)

/ 1.19/ T.J. Gilmartin and J.Z. Holtz, "Focused beam and atmospheric coherence measurement at 10.6 μm and 0.63 μm", Appl. Opt., Vol.13, p.1096, (1974)

/ 1.20/ R.L. Fante, "Electromagnetic beam propagation in turbulent media", Proc. IEEE, Vol.63, p.1669, (1975)

/ 1.21/ D.L. Fried, "Optical heterodyne detection of an atmospherically distorted signal wave front", Proc. IEEE, Vol.55, p.57, (1967)

/ 1.22/ H. Raidt, " Zur Intensitätsverteilung im fokussierten Laserstrahl in der Atmosphäre bei 0.63 μm und 10.6 μm", FfO 1977/83, Dissertation, Universität Tübingen, Fakultät Physik, 1977 und H. Raidt, and D.H. Höhn, "Instantaneous intensity distribution in a focused laser beam at 0.63 μm and 10.6 μm propagating through the atmosphere", Appl.Opt., Vol.14, p.2247, (1975)

/ 1.23/ R.L. Schwiesow and R.F. Calfee, "Atmospheric refractive effects on coherent lidar performance at 10.6 μm", Appl. Opt., Vol.18, p.3911, (1979)

/ 1.24/ K. Barthel, "Experimental investigation of aperture limitations of a heterodyne CO_2-laser radar by atmospheric turbulence and rain", Vortrag, Conference on Lasers and Electo-Optics, CLEO '82, Phoenix, Arizona, USA und Vortrag, DPG-Kurzzeitphysik, Würzburg, 1.-5.3.1982

/ 1.25/ M.C. Teich, "Infrared heterodyne detection", Proc. IEEE, Vol.56, p.37, (1968)

/ 1.26/ M.I. Skolnik, Editor, "Radar Handbook", McGraw-Hill Book Company, New York, p.37-6, (1970)

/ 1.27/ A. Yariv, "Introduction to optical electronics", Holt, Reinhart and Winston, Inc., New York, (1971)

/ 2.1 / E.D. Hinkley, Editor, "Laser monitoring of the atmosphere", Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York, p.46, (1976)

/ 2.2 / J. Abele, "Neuere Aerosolmessungen im Bereich 0.15 µm - 30 µm unter besonderer Berücksichtigung optischer Effekte", Report FfO 1980/62, Dissertation, Universität Tübingen, Fakultät Physik, 1980

/ 2.3 / R.J. Hill, S.F. Clifford and R.S. Lawrence, "Refractive-index and absorption fluctuations in the infrared caused by temperature, humidity, and pressure fluctuations", JOSA, Vol.70, p.1192, (1980)

/ 2.4 / D.H. Höhn, W. Steffens, "Turbulenzeffekte auf die Ausbreitung sichtbarer und infraroter Strahlung in der Atmosphäre", Vortrag CCG P1.03/1981: Sicht und Sichtmessung unter besonderer Berücksichtigung des Infrarotbereichs.

/ 2.5 / H.T. Yura, "Statistical properties of optical phase fluctuations of laser radiation reflected through a turbulent medium", Report FfO 1981/76

/ 2.6 / P .Beckmann, "Probability in communication engineering", Harcourt, Brace and World, Inc., New York, p.202 , (1978)

/ 2.7 / E. Mollwo, W. Kaule, "Maser und Laser", Hochschultaschenbücher, B.I. Mannheim, p.53, (1966)

/ 2.8 / H.T. Yura, Private Mitteilung, Publikation vorgesehen.

/ 3.1 / Spectra Physics, Instruction Manual, Mod. 950

/ 3.2 / T.A. Nussmeier and R.L. Abrams, "Stark cell stabilization of CO_2 laser", Appl. Phys. Lett., Vol.25, p.615, (1974)

/ 3.3 / J.H. Mc Elroy et al., "CO_2 laser communication systems for near-earth space applications", Proc. IEEE, Vol.65, p.221, (1977)

/ 3.4 / R. Ebert, K. Barthel, W. Büchtemann, "Frequency stabilization of an electro-optically Q-switched CO_2 laser radar by opto-acoustic detection using stark modulation", Vortrag, Coherent Laser Radar for Atmosheric Sensing, 15.-17.7.1980, Aspen, Colorado, USA und Vortrag, DPG-Kurzzeitphysik, Hamburg, 23.-27.3.1981

/ 3.5 / R. Ebert, K. Barthel, "Frequenzstabilisierungsmethoden für Dauerstrich CO_2-Laser", Vortrag, DPG-Kurzzeitphysik, Würzburg, 1.-5.3.1982

/ 3.6 / Taylor's frozen in hypothesis, s. /1.20/

/ 3.7 / I.P. Kaminow, "An introduction to electrooptic devices", Academic Press, New York, 1974

/ 3.8 / A. Yariv, "Quantum Electronics", John Wiley Inc., New York, 1975

/ 3.9 / T. Takenaka, K. Tanaka and O. Fukumitsu, "Signal-to-noise ratio in optical heterodyne detection for Gaussian fields", Appl. Opt., Vol.17, p.3466, (1978)

/ 4.1 / R.B. Blackman and J.W. Tukey, "The measurement of power spectra", Dover Publications Inc., New York, 1959

/ 4.2 / I.N. Bronstein und K.A. Semendjajew, "Taschenbuch der Mathematik", Verlag Harri Deutsch, Zürich und Frankfurt/M., p.510, (1967)

LEBENSLAUF

Am 3. Januar 1945 wurde ich als Sohn des Bauingenieurs Alfons Barthel und seiner Ehefrau Hedwig in Falkensee bei Berlin geboren. Nach dem Abitur an der Waldoberschule in Berlin-Charlottenburg im März 1965 begann ich ein Musikstudium, Hauptfach Oboe, an der Hochschule für Musik in Berlin.

Wechsel zur Physik und Beginn des Physikstudiums an der Technischen Universität Berlin im April 1967. Beginn der Studienarbeit am I. Phys.Institut der TU Berlin im SS 72 mit nachfolgender Diplomarbeit "Untersuchungen zur anisotropen Ionenbewegung im Ionen-Laser-Plasma"*). Diplomprüfung mit den Wahlfächern Astrophysik und Mineralogie (einschl. Kristallkunde) im Mai 1975.

Vom Dezember 1972 bis Oktober 1975 Tutor am Optischen Institut der TU Berlin. Von April 1973 bis November 1973 und von Februar 1976 bis Juni 1976 Stundenlehrer für Physik und Mathematik, zuletzt an der Freiherr-von-Stein Schule, Naturwissenschaftliches Gymnasium in Berlin-Spandau.

Seit August 1976 wissenschaftlicher Mitarbeiter im Forschungsinstitut für Optik der FGAN in Tübingen, wo ich im November 1978 die vorliegende Dissertation unter der Anleitung von Priv.Doz.Dr.D.H.Höhn begann. Die Arbeit trägt den Titel: "Bestimmung der lateralen atmosphärischen Kohärenzlänge mit einem Zwei-Kanal-Heterodynempfänger im Infrarot ($\lambda = 10.6\ \mu m$)". Sie wurde 1982 abgeschlossen.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren
Boersch, Eichler, Gobrecht, Slevogt (Physik);
Haug, Hellwig, Päsler, Schoenebeck, Schönhofer,
Theis(FU) (theor. Physik);
Meister, E.Mohr, Pommerenke, Weinitschke (Mathematik);
Asmus, Schenk (Chemie);
Mohr, Schütz (Elektrotechnik);
Strunz, Tennyson (Kristallographie);
Hunger (Astrophysik).

*) Veröffentlichung :
K. Barthel et al., "Components of the anisotropic ion movement in noble gas ion lasers", Proceedings of the 12.International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Part 1, 213, (XII ICPIG 1975)